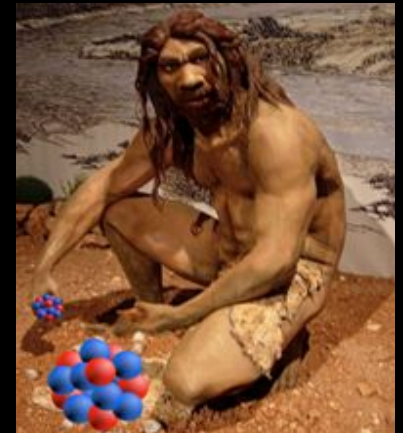


# Методы и устройства регистрации ионизирующих излучений

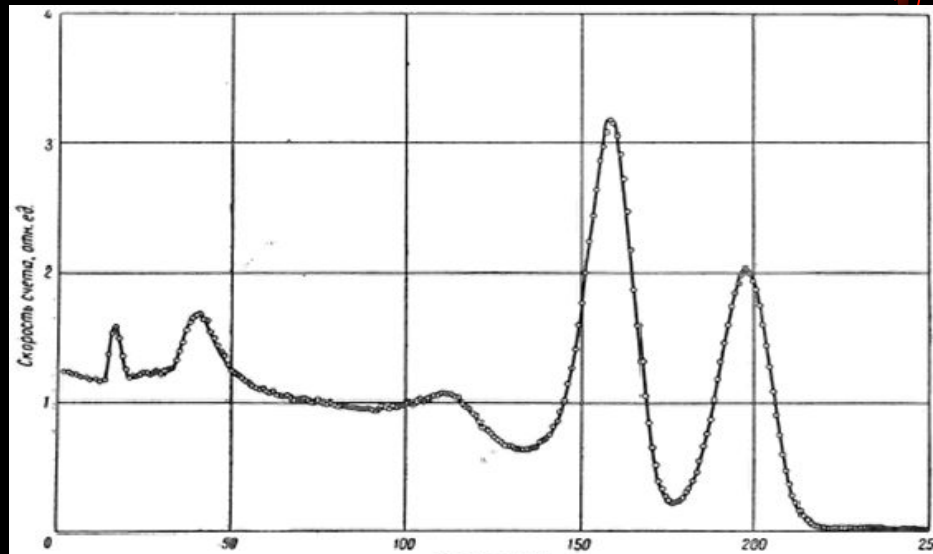
## Лекция 7 (часть I)

Метод задержанных совпадений.  
Спектрометр задержанных совпадений

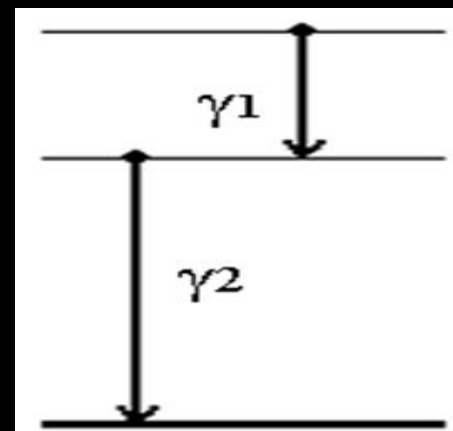
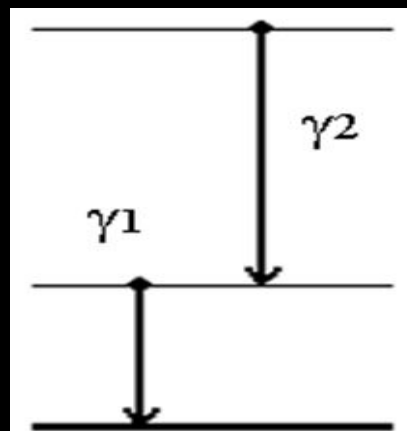
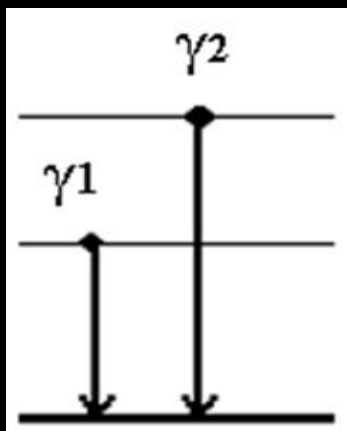


Результаты измерений *методом совпадений* сообщают лишь о наличии или отсутствии **генетических** совпадений между определенными группами излучений - гамма-квантами или электронами конверсии и т.д. . Т.е. опыты чисто **качественного** характера .

Тем не менее **результаты** даже таких **опытов** могут **подтвердить** или **опровергнуть** те или иные предположения о схеме распада.



**Спектр гамма-излучения с двумя энергетическими линиями. Какая схема распада ?**





**Метод задержанных совпадений** занимает значительное место в изучении времени жизни возбужденных состояний ядер. С его помощью можно определять средние времена жизни уровней, возбуждаемых в ядерных реакциях и при радиоактивном распаде.

**Принцип метода задержанных совпадений** заключается в изучении временных корреляций между моментом образования возбужденного состояния и моментом его распада.

Момент образования возбужденного состояния определяется излучением  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , заселяющим это состояние, или импульсом синхронизации с ускорителя.

Момент разрядки фиксируется временем появления  $\gamma$ -излучения, снимающим возбуждение исследуемого состояния.

## Спектрометрия задержанных совпадений



С помощью двух детекторов регистрируют, например,  $\gamma$ -кванты. Регистрация сигналов определяет моменты образования состояния (Старт) и его разрядки (Стоп). Измеряя распределение интервалы времени между старт- и стоп-сигналом, оценивают время жизни  $\tau$  состояния.

Существует взаимосвязь между измерением амплитуды и определением времени. В большинстве случаев необходимо оценить корреляцию по времени сигналов определенной амплитуды, поэтому, сначала изменяют амплитуду, а затем интервал времени. Импульсы, представляющие амплитуду сигнала в цифровом выражении должны коррелировать с одновременным сохранением временной информации.

Таким образом, решение задачи сводится к следующему:

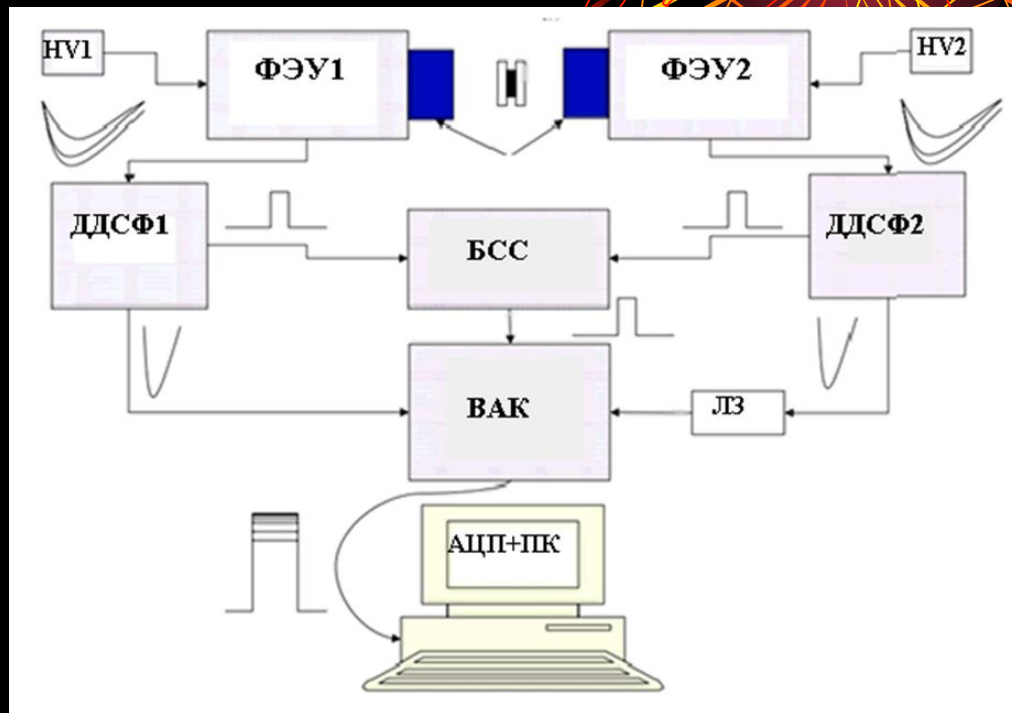
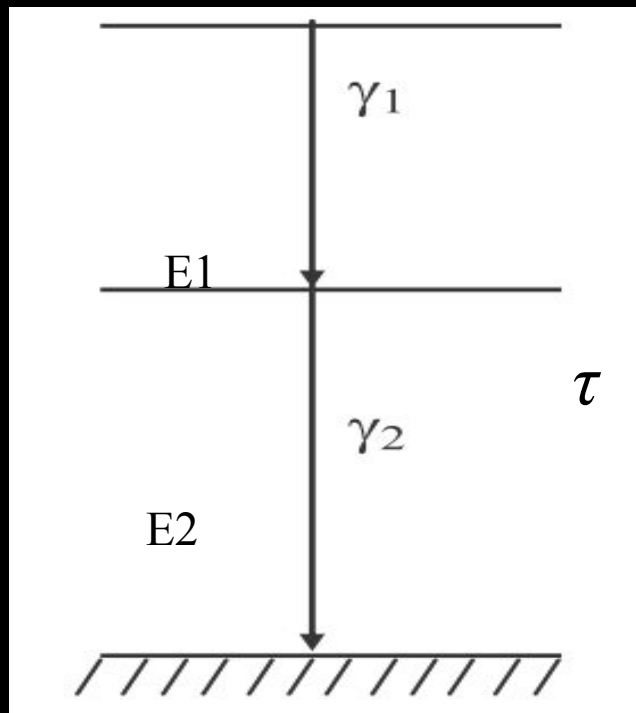
для каскада энергетических переходов  $E_1 E_2$  необходимо установить

а.) их временную последовательность и определить

б.) длительность интервала  $\tau$  между этими событиями

# Спектрометр задержанных совпадений

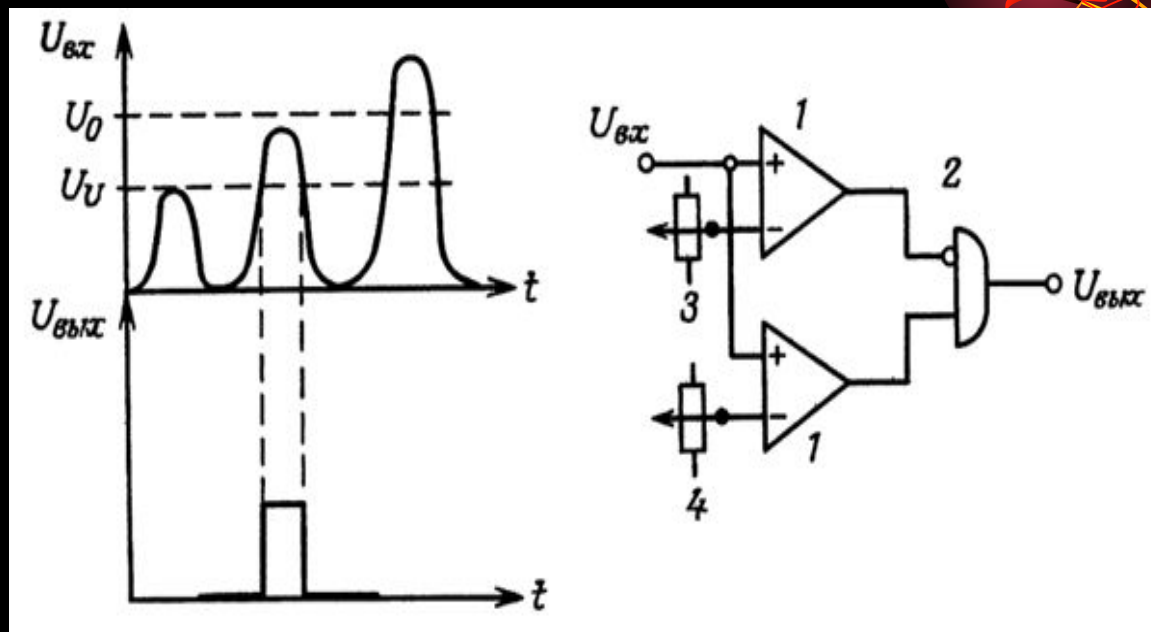
В спектрометре используется разделение данных амплитудной и временной информации



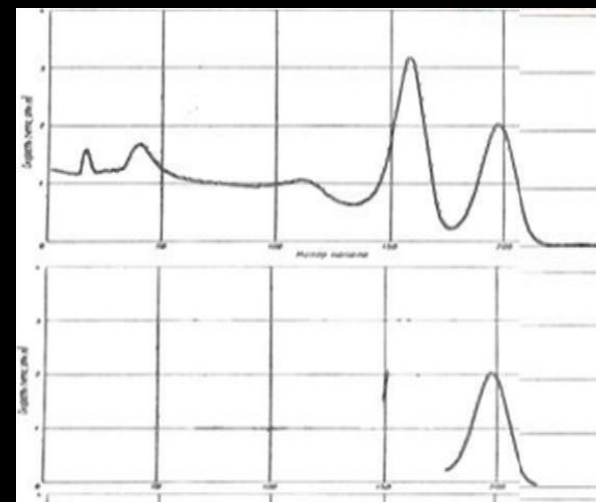
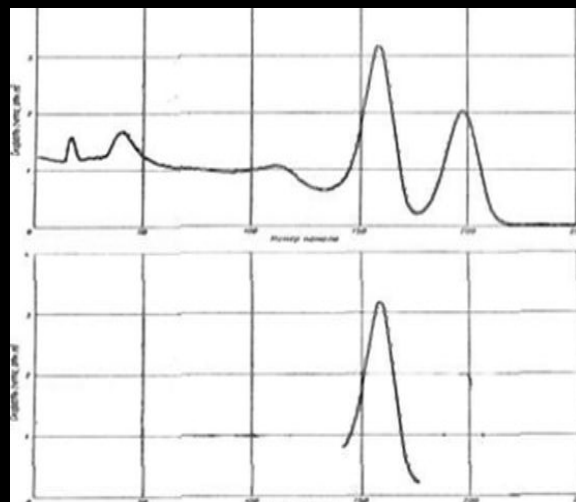
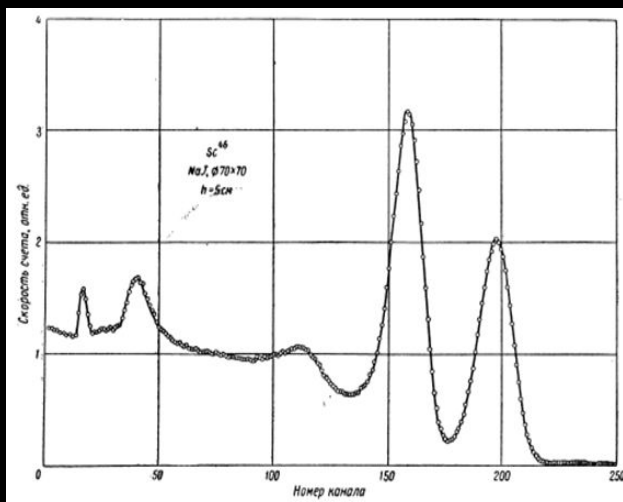
Блок-схема спектрометра задержанных совпадений

Сигналы детекторов подаются на быстрые амплитудные дискриминаторы ДДСФ-1,2. Одновременно эти быстрые сигналы поступают на время-амплитудный конвертор ВАК. С выхода ВАК амплитудное распределение анализируется при помощи аналого-цифрового преобразователя АЦП (может входить в состав ПК)

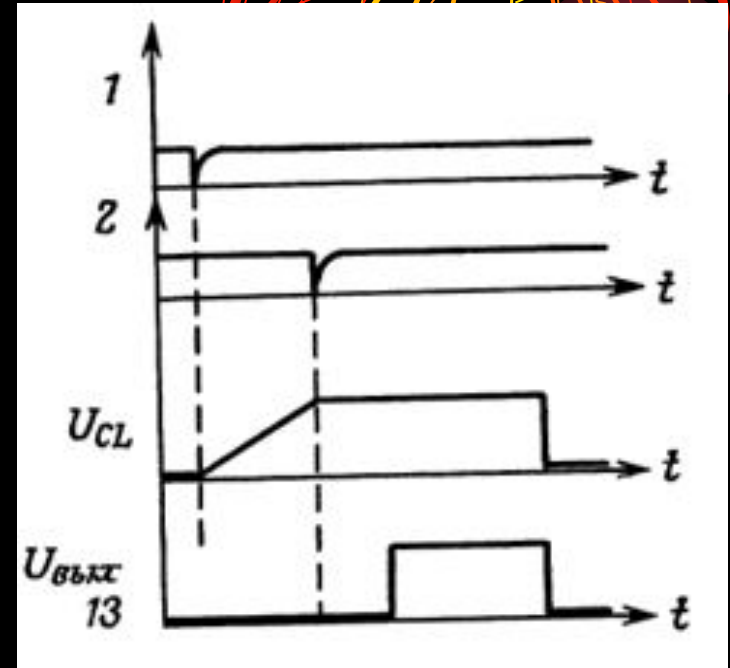
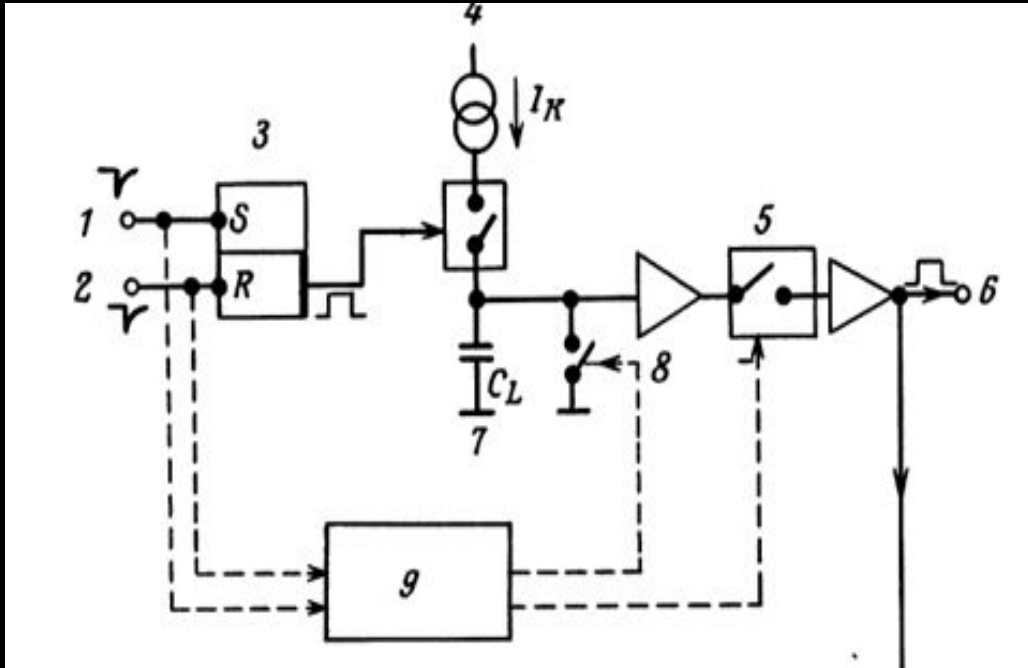
# Дифференциальный дискриминатор



1 - компаратор; 2 - схема антисовпадений;  
3 - верхний порог 4 - нижний порог.



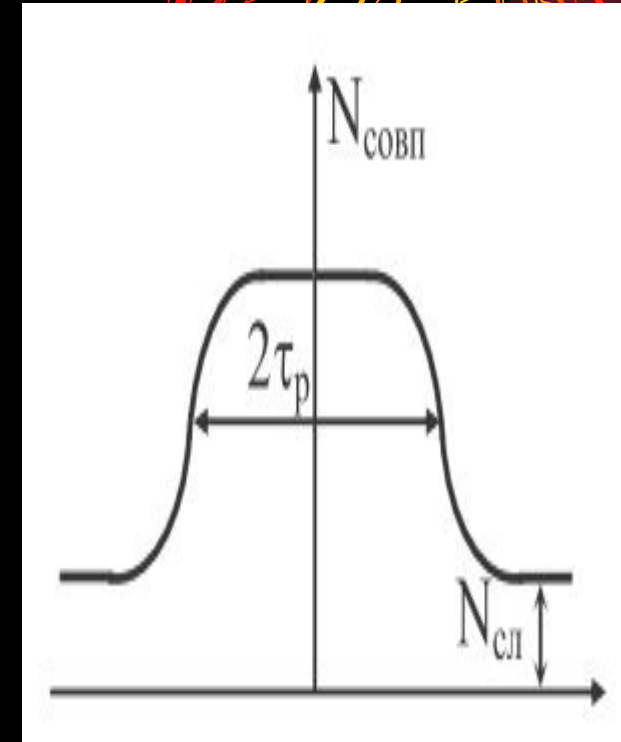
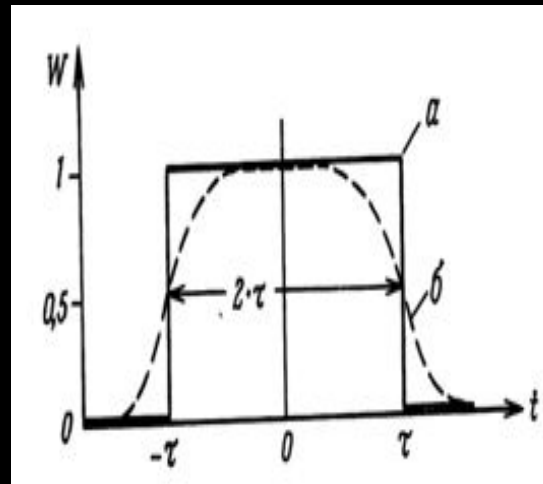
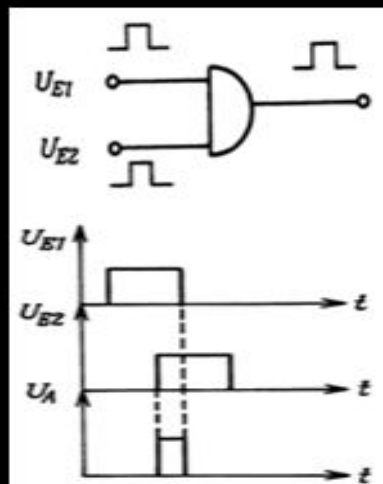
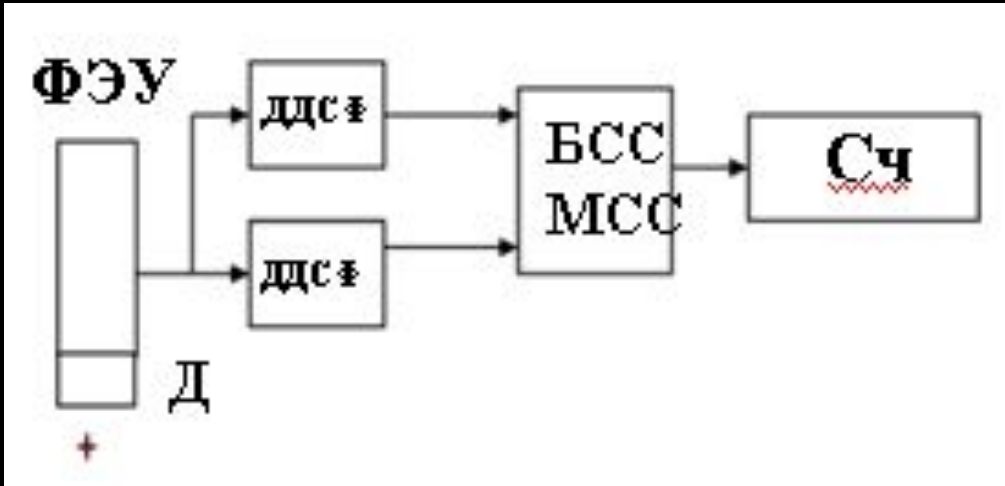
# Упрощённая схема старт стопового время - амплитудного конвертора



# Характеристики спектрометров задержанных совпадений их определение

- Разрешающее время  $2\tau$  (БСС,МСС)

## Блок схема



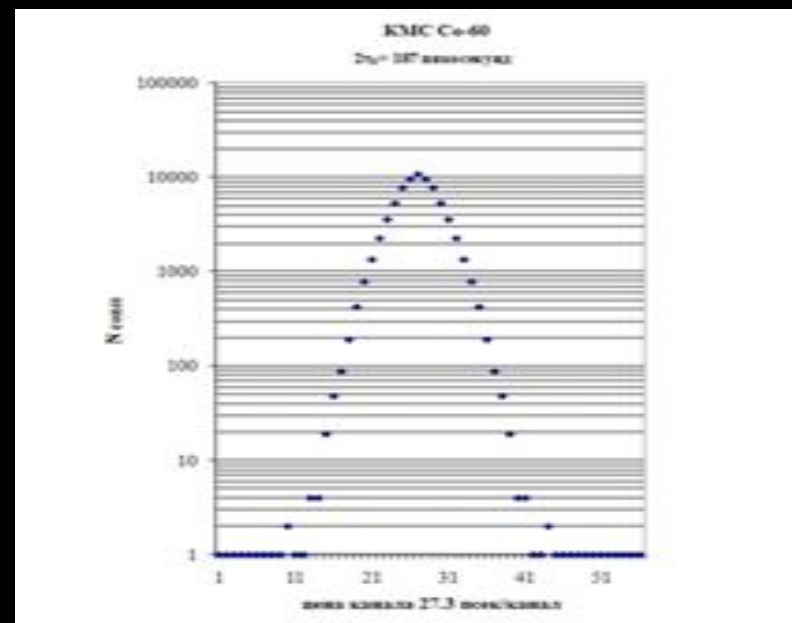
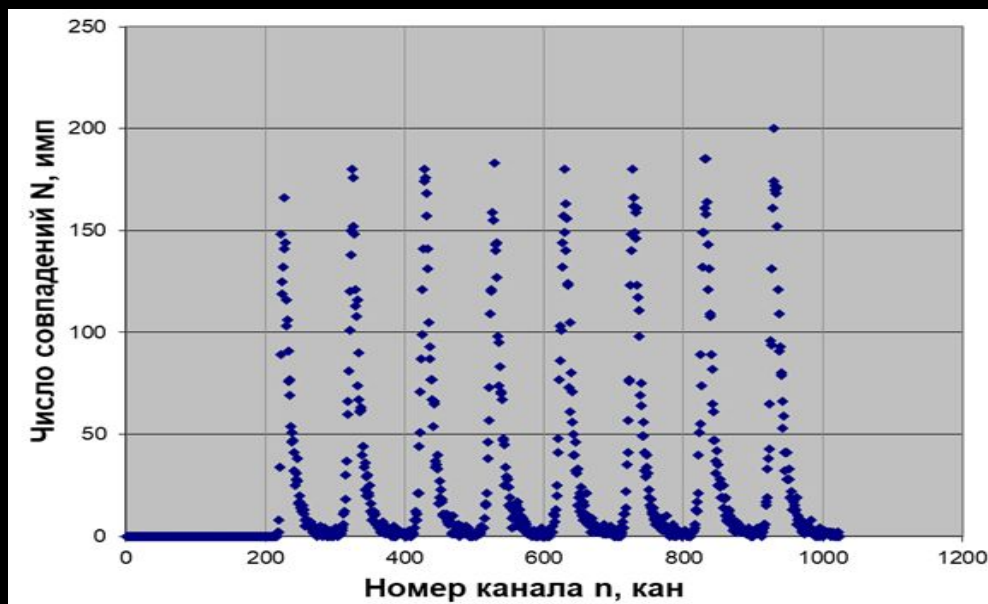
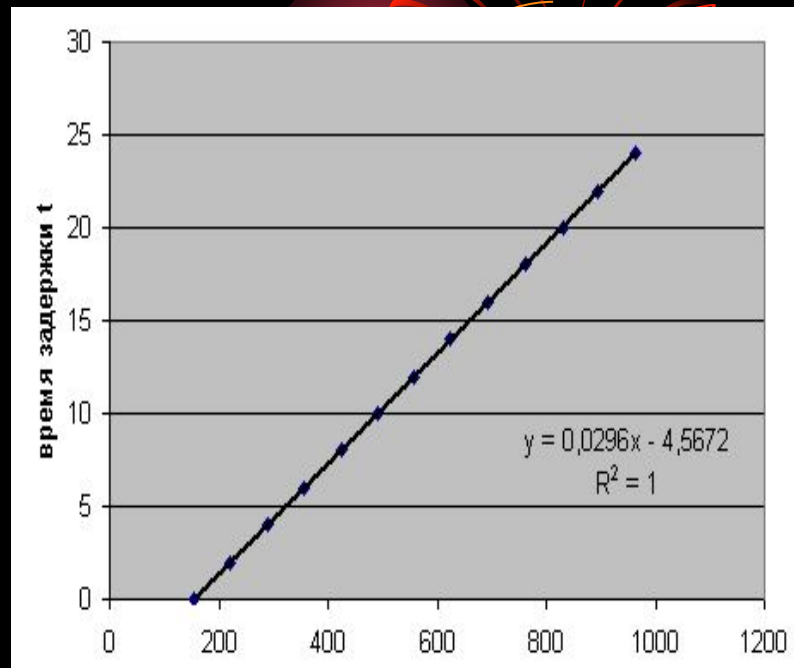
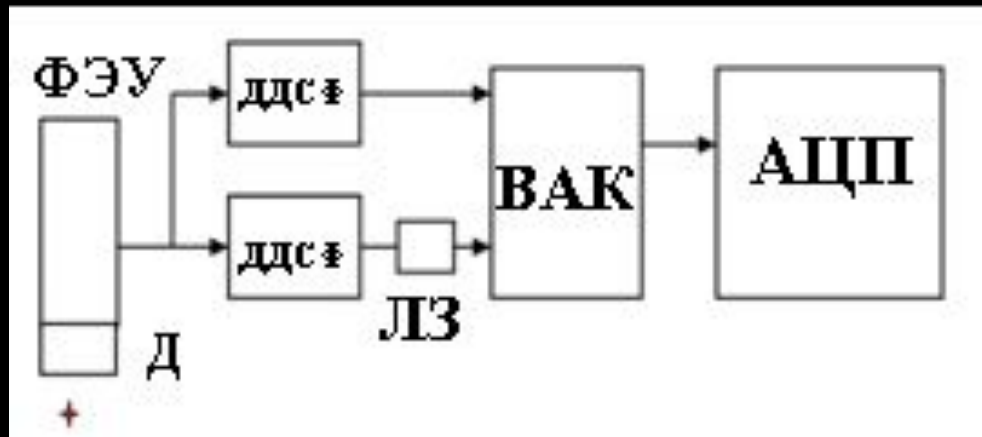
На рисунке не изображён уровень случайных совпадений  $N_{сл} = 2\tau N_1 N_2$  для

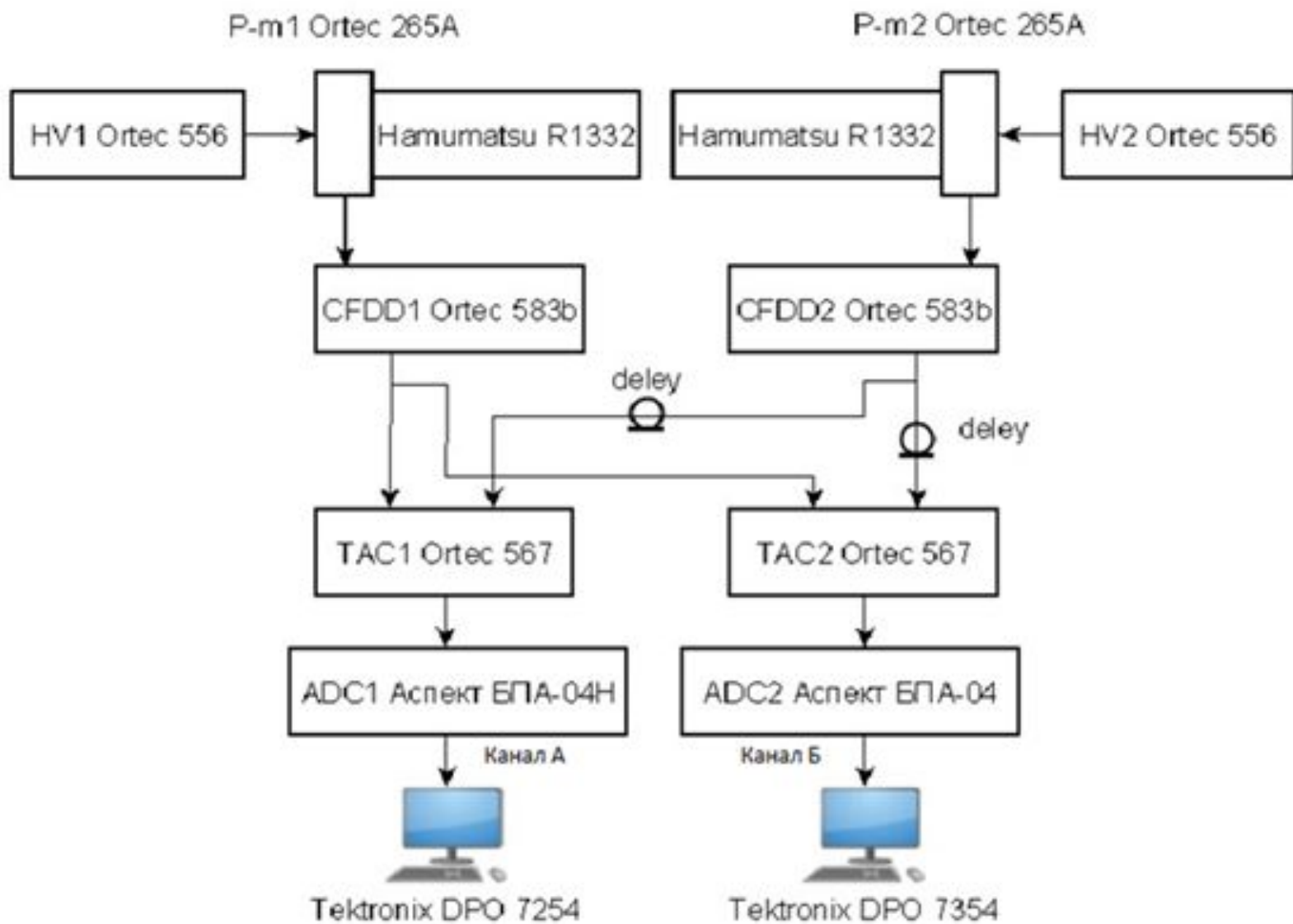
Элемент "И" в качестве схемы совпадений.

Функция временного разрешения схемы совпадений, а – идеальная ; б - реальная.

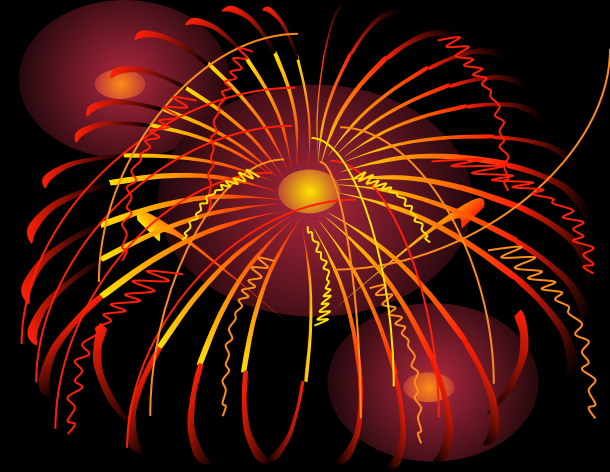
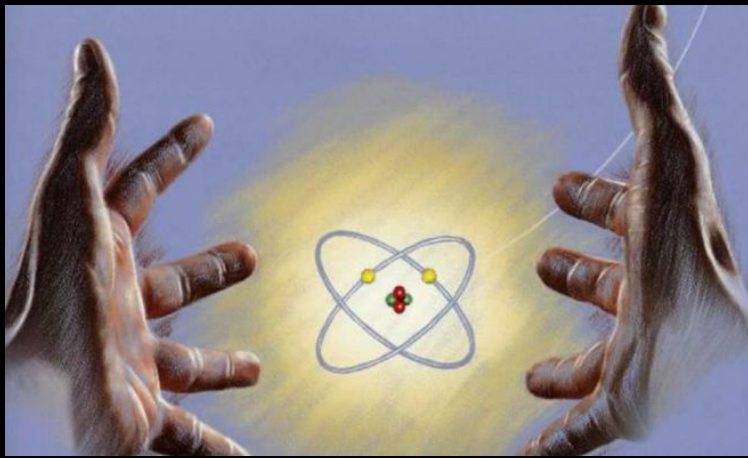


- **Время амплитудный конвертор**  
**Калибровка временной шкалы**  
**Блок схема**





**Блок-схема 2D спектрометра быстро-быстрых задержанных совпадений**



# Методы и устройства регистрации ионизирующих излучений

## Лекция 7 ( часть II )

Метод задержанных совпадений.  
Спектрометр задержанных совпадений



# Закон радиоактивного распада

## Постоянная распада $\lambda$

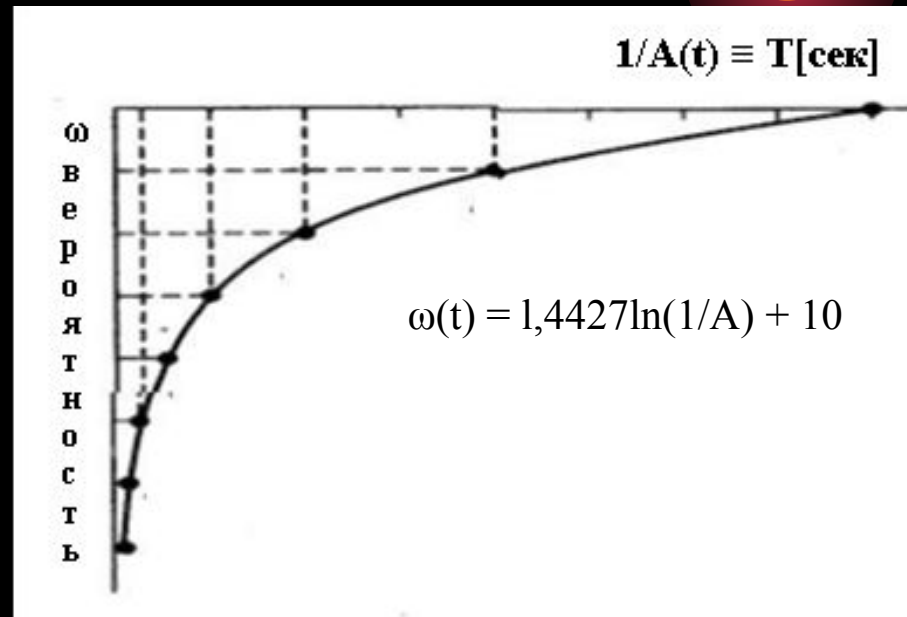
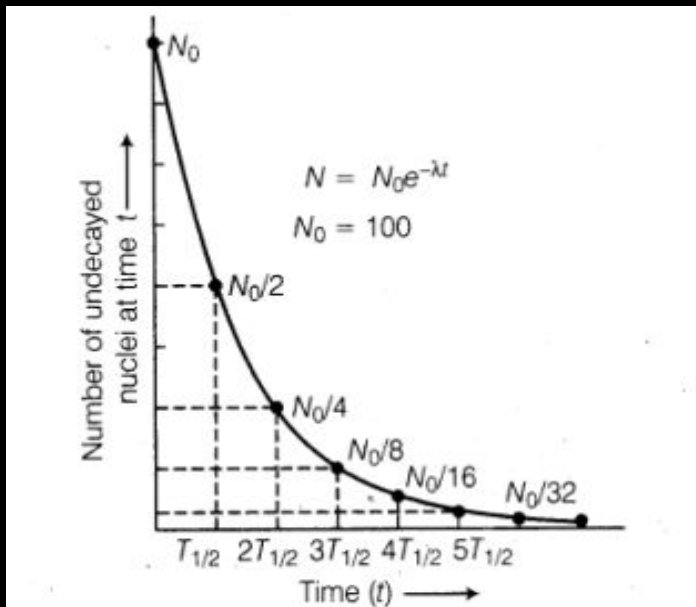
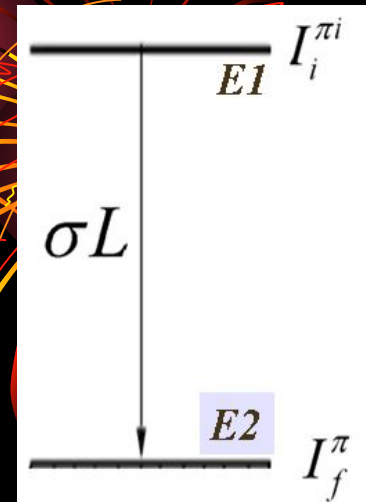
- вероятность распада ядра в единицу времени.

Если в образце в момент времени  $t$  имеется  $N$  радиоактивных ядер, то количество ядер  $dN$ , распавшихся за время  $dt$  пропорционально  $N$ :  
 $dN = -\lambda N dt$ .

Проинтегрировав получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

$N_0$  - количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .



$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

Для активности  $A(t) \equiv \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$

$$1/A(t) \equiv T[\text{сек}]$$

Время жизни  $T_{\text{жизни}}$  возбужденного состояния ядра определяется многими физическими факторами, связанными со структурой ядра, а также его способами распада состояния.

**Основные из этих факторов:**

а) квантовые характеристики состояния;

б) физическая природа состояния (свойства истинной волновой функции;

в) возможные виды разрядки состояния

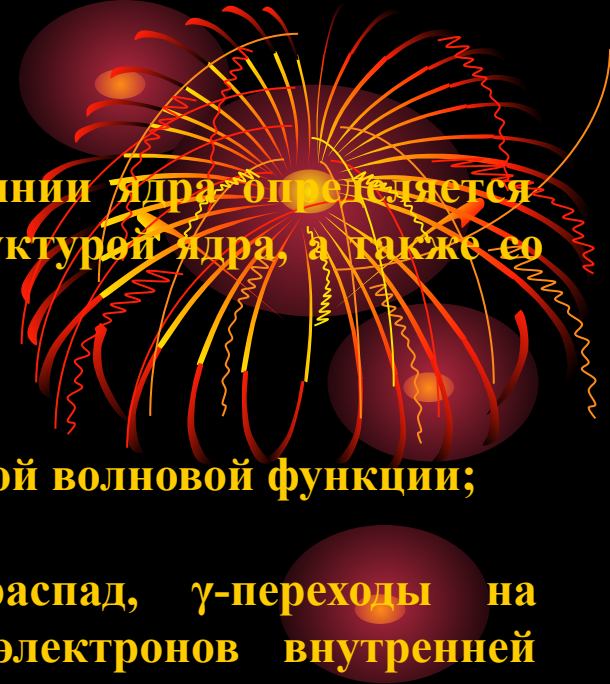
(испускание нуклонов или других частиц.  $\beta$ -распад,  $\gamma$ -переходы на нижележащие уровни, переходы с испусканием электронов внутренней конверсии, переходы с образованием электронно-позитронных пар, деление);

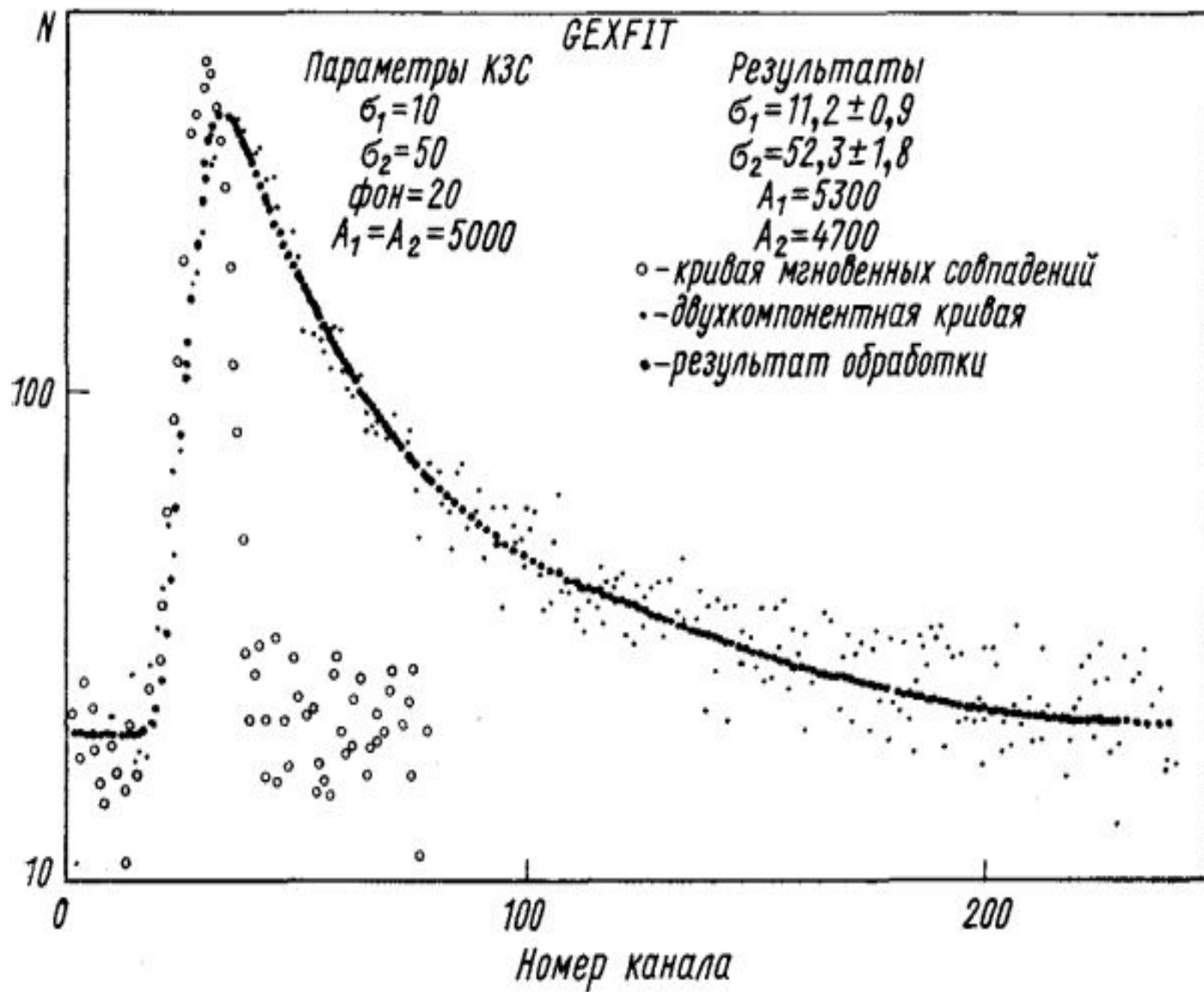
г) энергии возможных переходов;

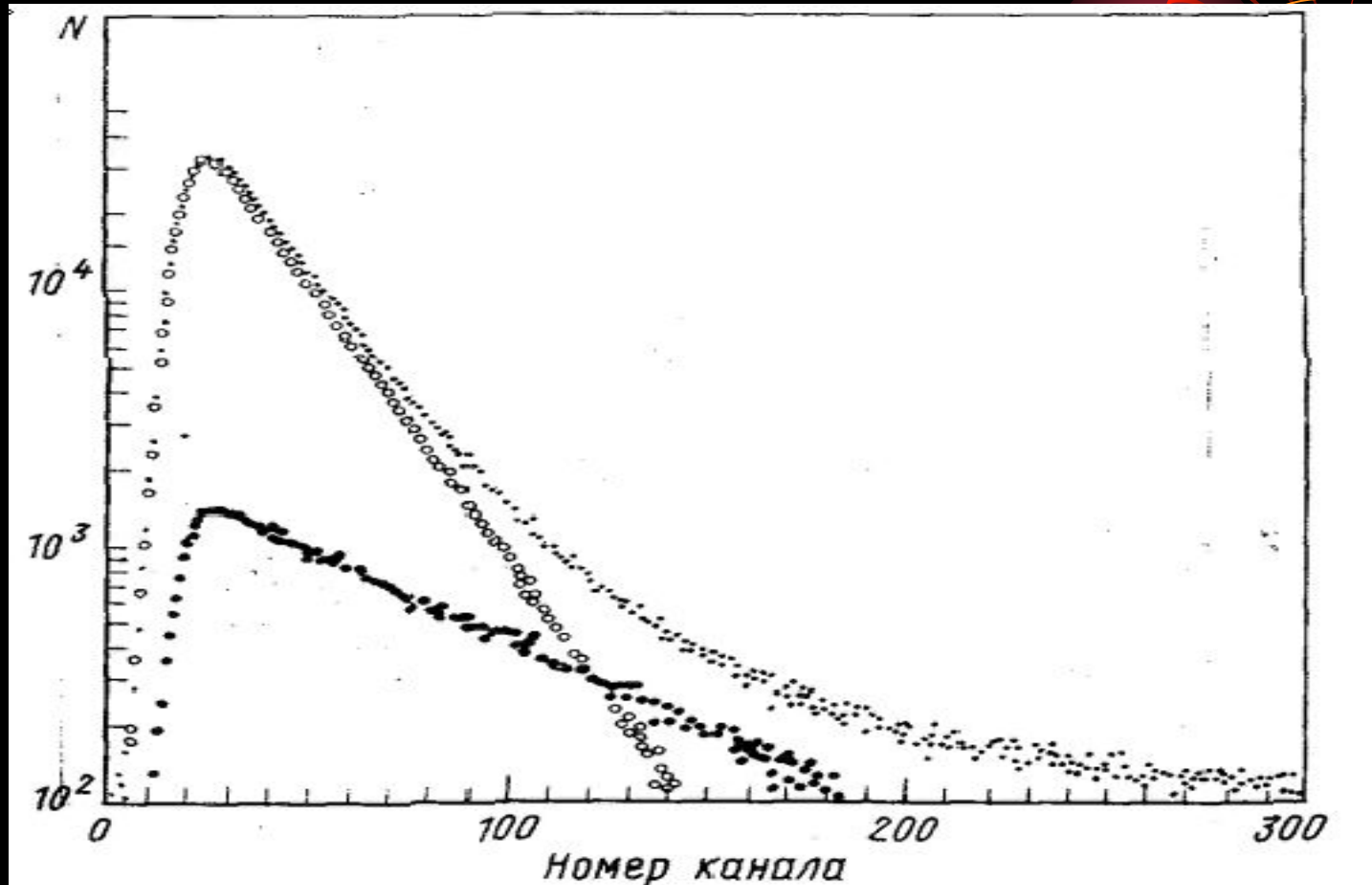
д) квантовые характеристики конечных состояний (мультипольности переходов);

е) физическая природа конечных состояний.

При рассмотрении связанных состояний, в которых невозможно испускание нуклонов или нуклонных образований, разрядка состояний происходит лишь путем испускания  $\gamma$ -квантов, электронов внутренней конверсии или внутренней конверсии с образованием электрон-позитронных пар







**Вид временного спектра задержанных совпадений  
с разложением на две временные компоненты**

Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

$N_0$  - количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [ y(x) = ax + b ]$$

Для простейшего случая одной компоненты и в предположении, что заселяющее излучение регистрируется одним каналом, а разряжающее другим, плотность вероятности появления второго излучения в момент  $t$  после первого излучения

$$f(t) = 0 \text{ для } t < 0$$
$$f(t) = \exp(-t/\tau)/\tau \text{ для } t > 0$$

При бесконечно малом разрешающем времени  $2\tau \rightarrow 0$  аппаратуры временное распределение числа задержанных совпадений имеет обычный вид кривой радиоактивного распада.

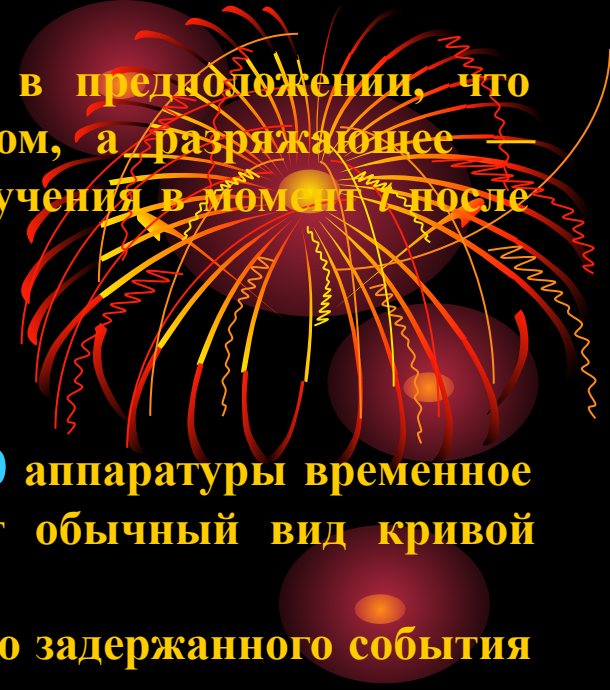
В реальных условиях вероятность регистрации одного задержанного события в момент времени  $t$  в временном спектрометре имеет распределение, обусловленное конечным разрешающим временем.

Результат свертки экспоненциального распада с конечным временным разрешением, обусловленным аппаратурой, приводит к изменению вида кривой радиоактивного распада, как показано на рис.

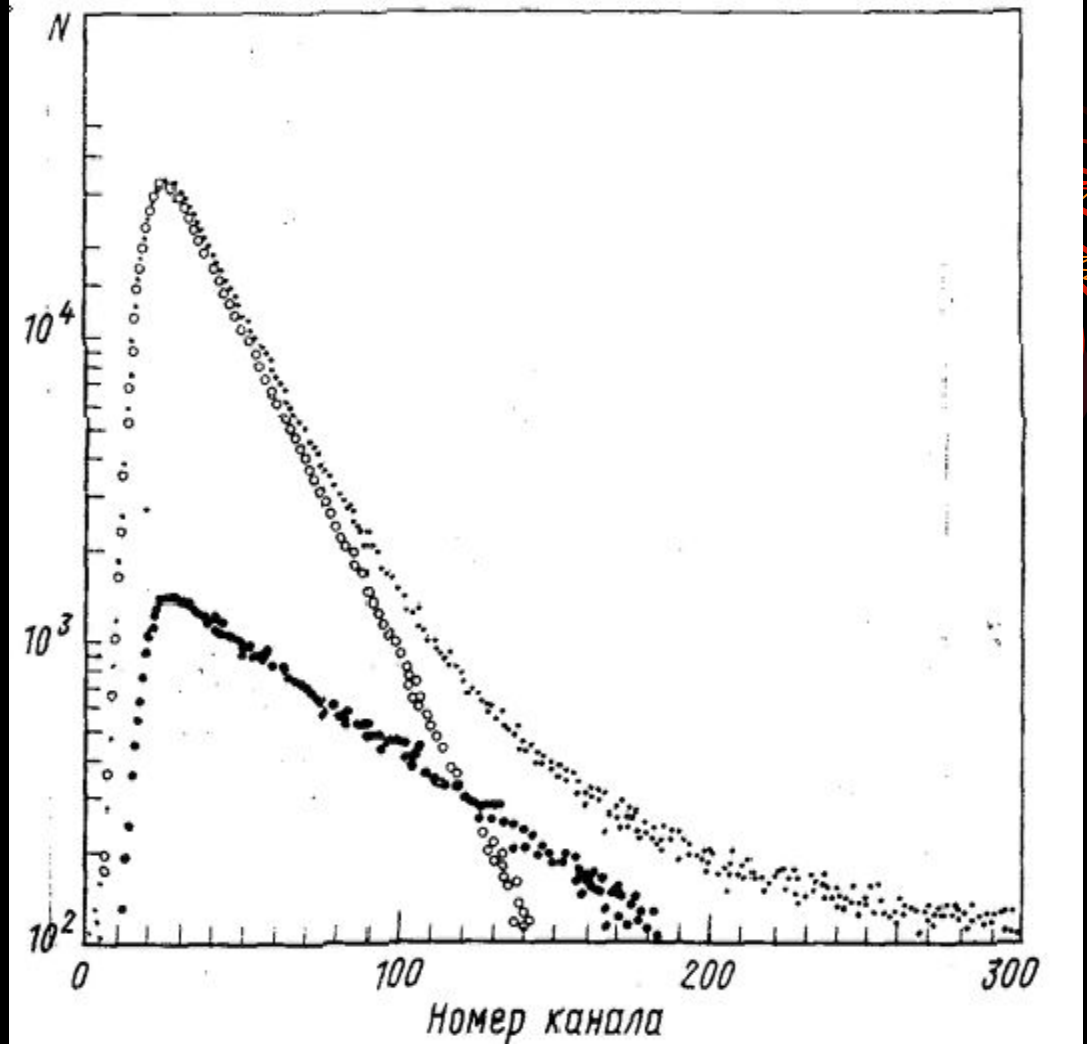
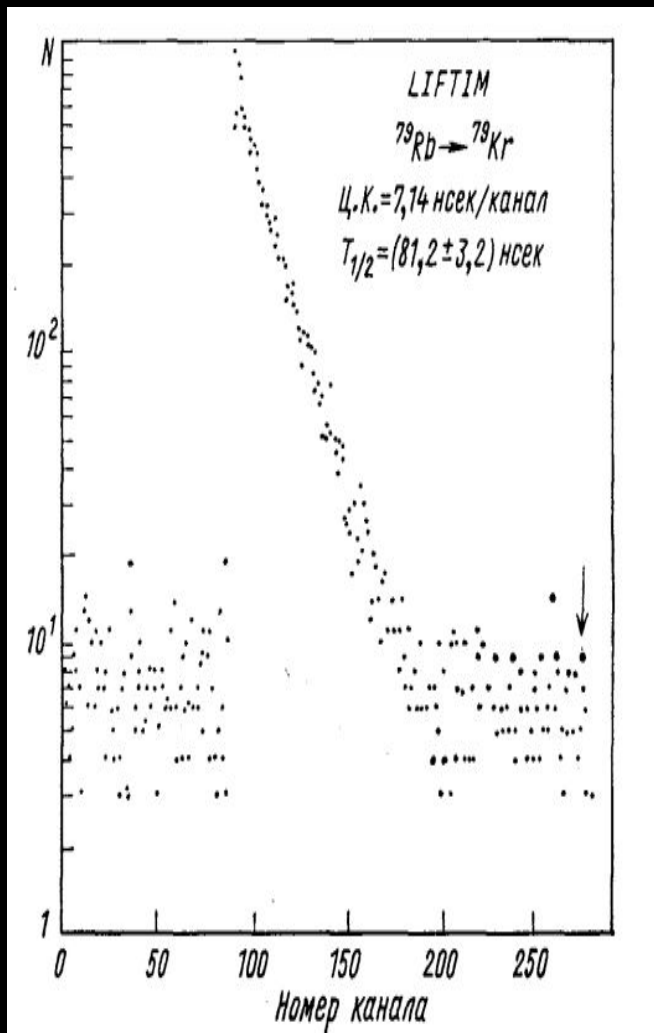
Математическое выражение (результат свертки) этого процесса имеет следующий вид:

$$F(t) = \int f(t')P(t-t')dt'$$

где  $F(t)$  — временное распределение импульсов от запаздывающего излучения;  
 $P(t)$  — временное распределение мгновенных совпадений.





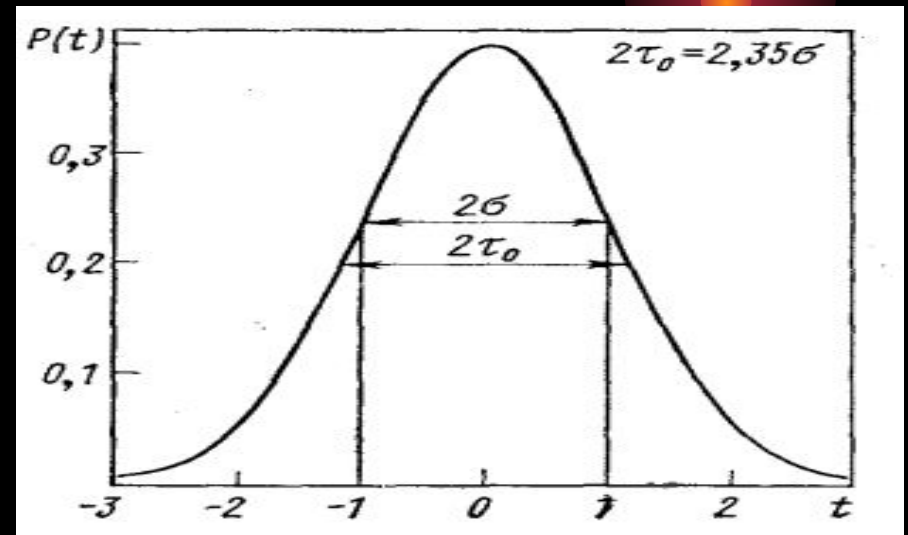
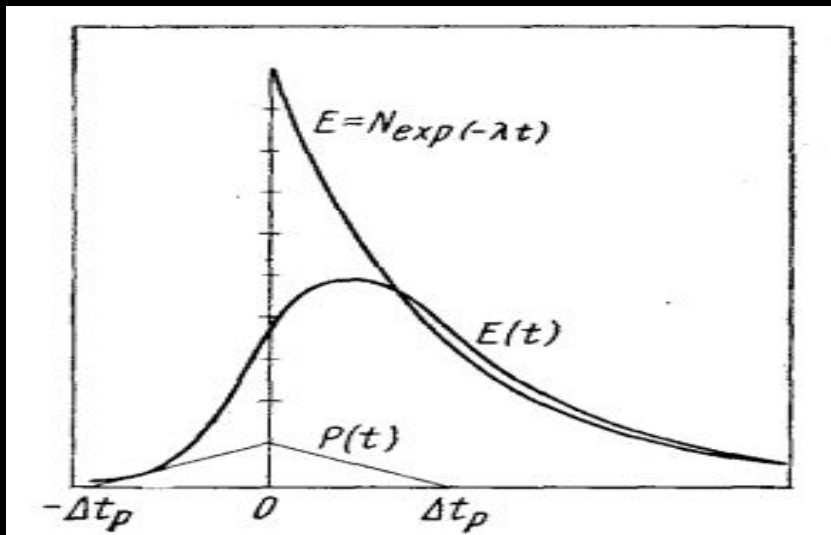
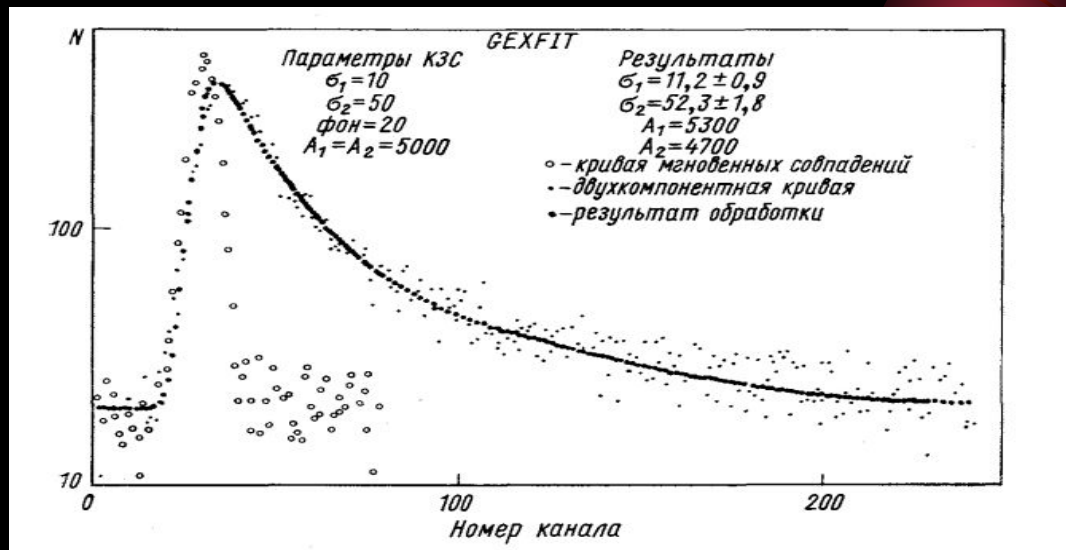


Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

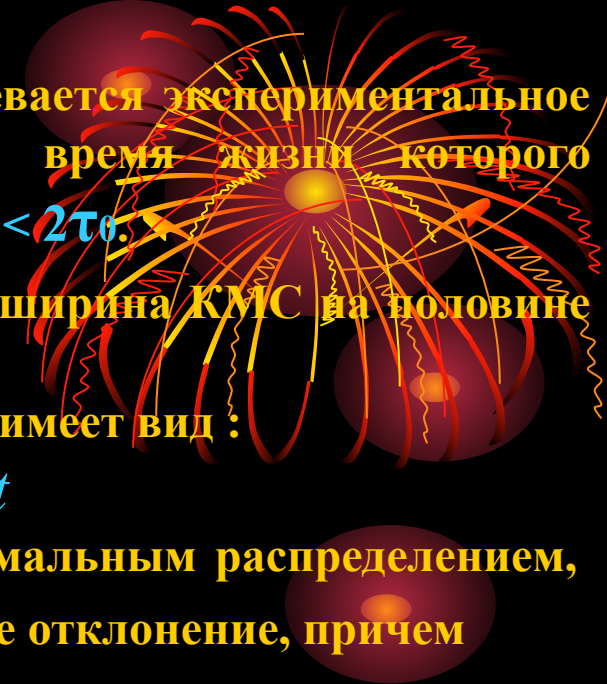
$N_0$  - количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [ y(x) = ax + b ]$$



**Свертка экспоненциального распада с конечным разрешающим временем аппаратуры**

**Нормированная КМС для случая нормального распределения при  $\sigma=1$**



Под кривой мгновенных совпадений (КМС) подразумевается экспериментальное временное распределение, измеренное для состояния, время жизни которого значительно меньше разрешающего времени установки  $\tau < 2\tau_0$ .

Разрешающее время аппаратуры  $2\tau_0$  определяется как ширина КМС на половине высоты.

В случае однокомпонентного распада это представление имеет вид :

$$F(t) = \int_0^t \exp(-t'/\tau) P(t-t') dt'/\tau$$

Параметры КМС, когда ее форма аппроксимируется нормальным распределением, где  $2\tau_0$  — ширина на половине высоты и  $\sigma$  — стандартное отклонение, причем

$$2\tau_0 = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma = 2.35\sigma,$$

## 1. МЕТОДЫ ГРУППЫ А

Метод рассмотрения экспериментального временного распределения в экспоненциальном представлении

Этот метод включает в себя два разных подхода:  
первый — метод наклона (логарифмическое представление числа совпадений), который применяется в случае однокомпонентного распада;  
второй — метод прямой подгонки, применимый как к случаю однокомпонентного, так и к случаю многокомпонентного распада. Он сводится к подгонке суммы экспоненциалов к экспериментальному временному распределению.

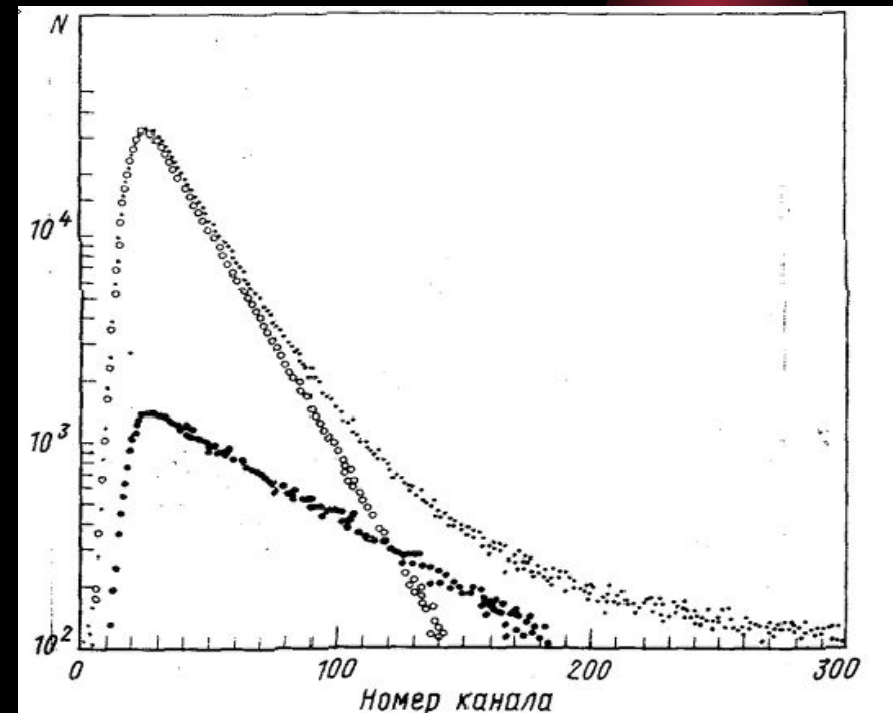
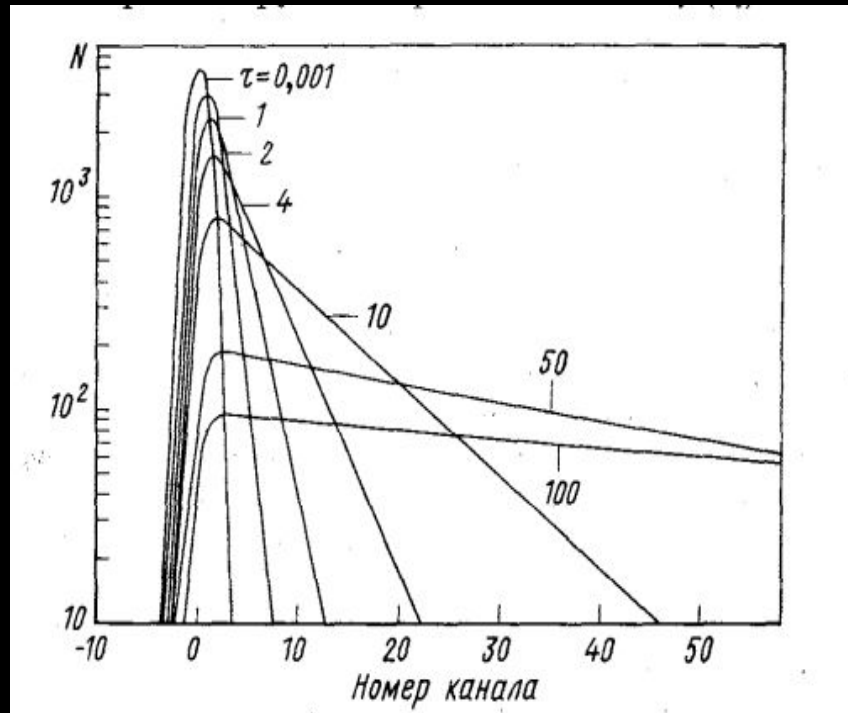
# Метод наклона.

Уравнение приводит к следующим

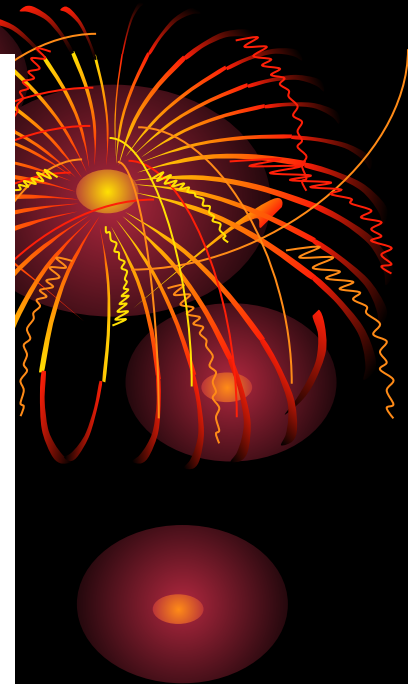
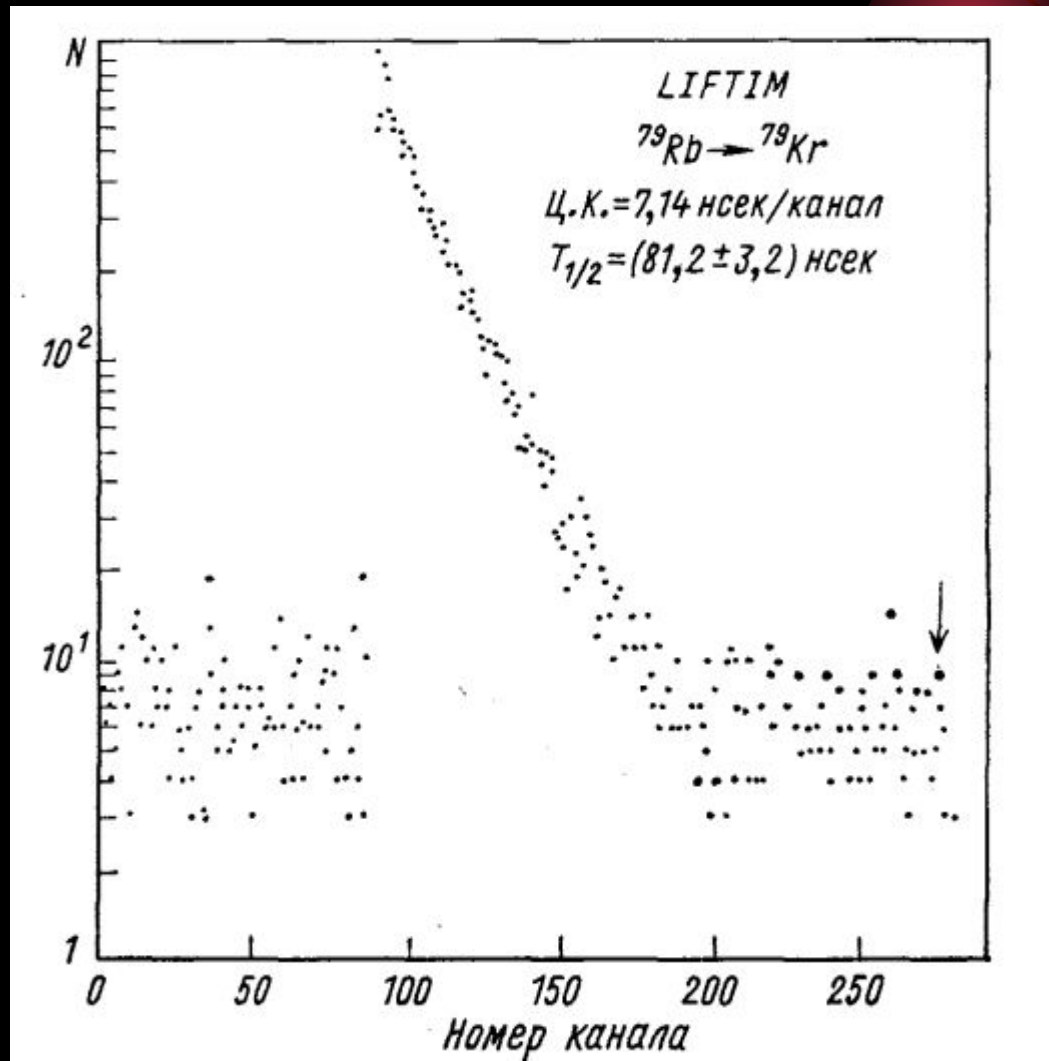
$$\begin{aligned}dF(t)/dt &= -\lambda[F(t)-P(t)] \\d/dt[\ln F(t)] &= -\lambda[1- P(t)/F(t)]\end{aligned}$$

Эти соотношения определяют два существенных момента этого метода:

- а) в области, где  $F(t) \gg P(t)$ ,  $d[\ln F(t)]/dt = -\lambda$  т. е. в полулогарифмическом представлении, получается прямая, наклон которой дает  $\lambda$ ;
- б) нормированные по площади  $SKЗС = SKМС КМС P(t)$  пересекаются  $KЗС F(t)$  в максимуме, что видно из рис.



Полулогарифмическое представление нормированных по площади КМС и КЗС для случая однокомпонентного распада при  $\sigma = 1$



Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

$N_0$  - количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [y(x) = ax + b]$$

При обработке экспериментальных данных, в области, где  $F(t) \gg P(t)$ , по методу наименьших квадратов число совпадений в логарифмическом представлении аппроксимируется прямой линией  $f(x) = a + bx$ .

$$\lambda = \frac{\sum_i^k n \sum_i^k \ln N - k \sum_i^k n \ln N}{k \sum_i^k n^2 - (\sum_i^k n)^2}$$

$$\ln N_0 = \frac{\sum_i^k n^2 \sum_i^k \ln N - \sum_i^k n \sum_i^k n \ln N}{k \sum_i^k n^2 - (\sum_i^k n)^2}$$

$$\Delta \tau = \frac{\tau^2}{\sqrt{\sum_i N_i (n_i - n_0)^2}}$$

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [y(x) = ax + b]$$

Здесь  $\lambda = 1/\tau$   $N$  количество совпадений за вычетом фона  
в соответствующем канале  $n$

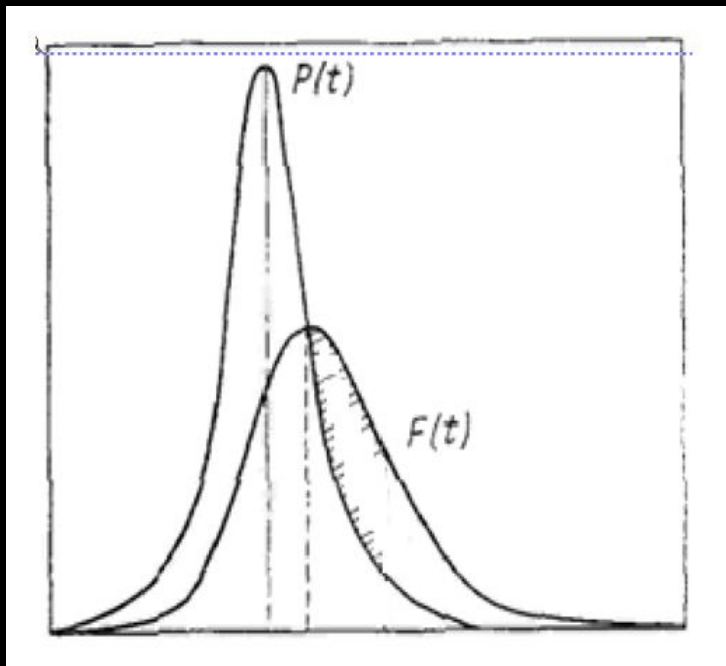
## Метод прямой подгонки.

Этот метод, как и метод наклона, применим к той области экспериментальных данных, где  $F(t) \gg P(t)$  ( $\tau > 2t_0$ ), и заключается в том, что к экспериментальному временному распределению подгоняется аналитическая функция, содержащая несколько экспоненциальных компонент и фон случайных совпадений :

$$N(t) = \sum N_i \exp(-\lambda_i t)$$

## МЕТОДЫ ГРУППЫ Б

### Метод моментов



МБ МА

В методе моментов существуют два подхода в определении времени жизни:

- 1) по относительным моментам КЗС и КМС и по
- 2) по моменту КЗС относительно собственного центра тяжести

Для однокомпонентного экспоненциального распад  $f(t) = -\exp(-t/\tau)/\tau$

Моменты первого, второго и третьего порядков одной кривой определяют ее центр тяжести, ширину и асимметрию. При таком определении момент порядка  $r$  для  $f(t)$  выражается соотношением

$$M_r(f(t)) = r! \tau^r$$

Метод моментов приводит к следующим соотношениям между временами жизни  $\tau$  и моментами КЗС и КМС :

$$\tau = M_1(F) - M_1(P) \delta(t) = (n_F - n_P) \delta(t)$$

$$\tau = [M_2(F) - M_2(P)]^{1/2}$$

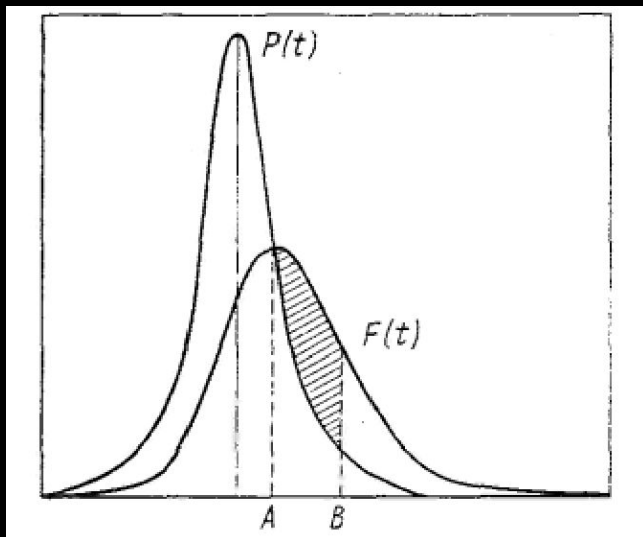
$$\tau = [M_3(F) - M_3(P)]^{1/3}$$



( площади КЗС и КМС нормированы к одинаковым площадям ).  $S_{КЗС}/S_{КМС} = 1$

Метод моментов первого порядка дает наименьшую статистическую погрешность. Поэтому предпочтительно использовать именно этот метод при определении времени жизни в области, близкой к  $10^{-11}$  сек.

Но этот метод сильно зависит от стабильности аппаратуры, загрузочных характеристик и идентичности энергетических интервалов при получении КЗС и КМС.



$$M_1(F) \equiv \frac{\sum nN}{\sum N} = n_{\text{цт}}$$

Приведения этого метода к удобному для расчёта виду  
Проводят такую процедуру:

1.  $S_{КЗС}/S_{КМС} = \frac{\sum N_{КЗС}}{\sum N_{КМС}} = k$  ( а )  $k \neq 1$ , б )  $k = 1$

Нормируем площади к 1

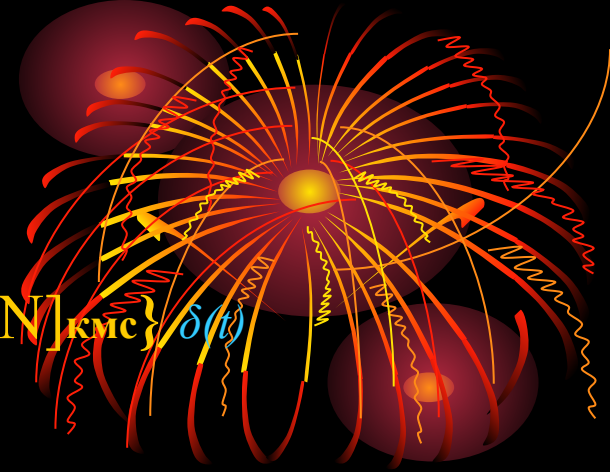
2. Строим кривые  $P(t)$  и  $F(t)$  для проверки условия стабильности аппаратуры (пересечение кривой  $P(t)$  кривую  $F(t)$  в максимуме )

3. Корректируем положение  $P(t)$  и  $F(t)$  на  $\Delta t = B - A$



Рассчитываем  $\tau$  по моментам первого порядка с учётом поправки на  $\Delta t$

$$\tau = Mi(F) - Mi(P) \delta(t) = \left\{ \left[ \frac{\sum nN}{\sum N} \right]_{\text{КЗС}} - \left[ \frac{\sum nN}{\sum N} \right]_{\text{КМС}} \right\} \delta(t)$$



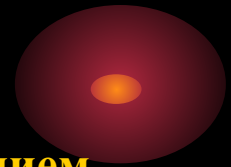
## Методы свертки

Ранее было показано, что вид КЗС является результатом свертки экспоненциального распределения с конечным временным разрешением, обусловленным аппаратурой:

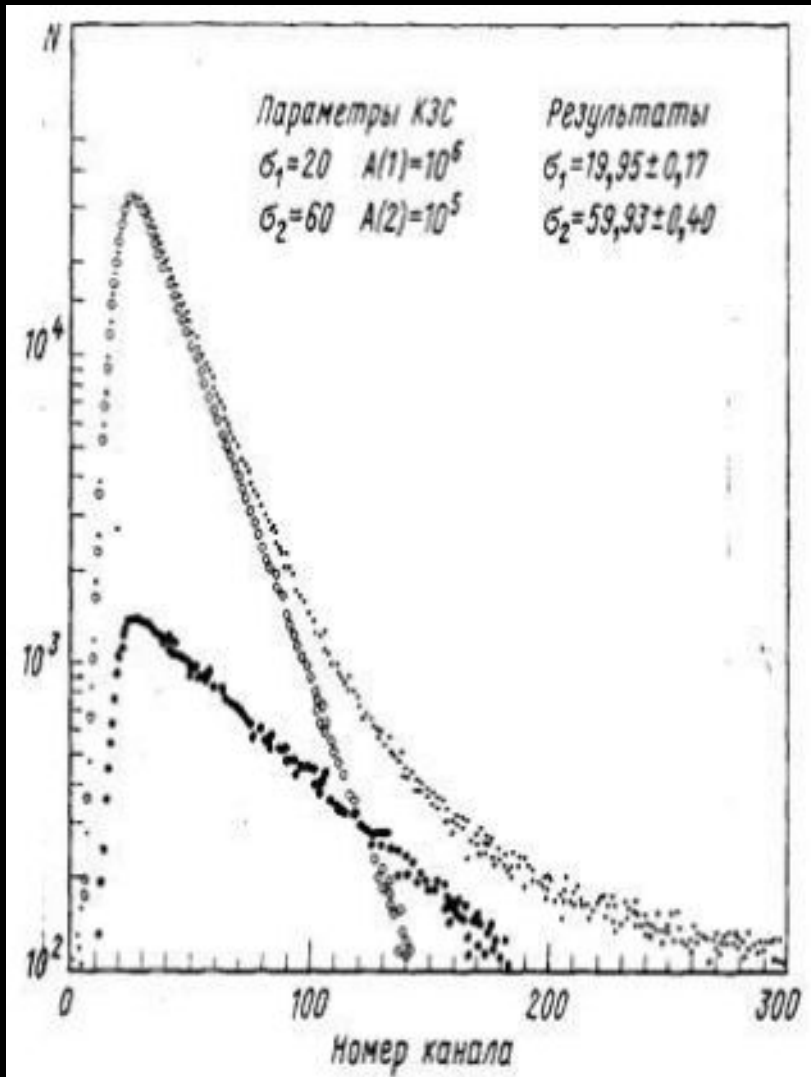
$$F(t) = \int f(t') P(t-t') dt'$$

Общий принцип методов свертки при определении времени жизни состоит в том, что  $\tau$  получается как параметр подгонки выражения, к экспериментальному распределению КЗС.

Этими методами определяют времена жизни в большом временном диапазоне как для  $\tau \leq 2\tau_0$ , так и для  $\tau \geq 2\tau_0$ .

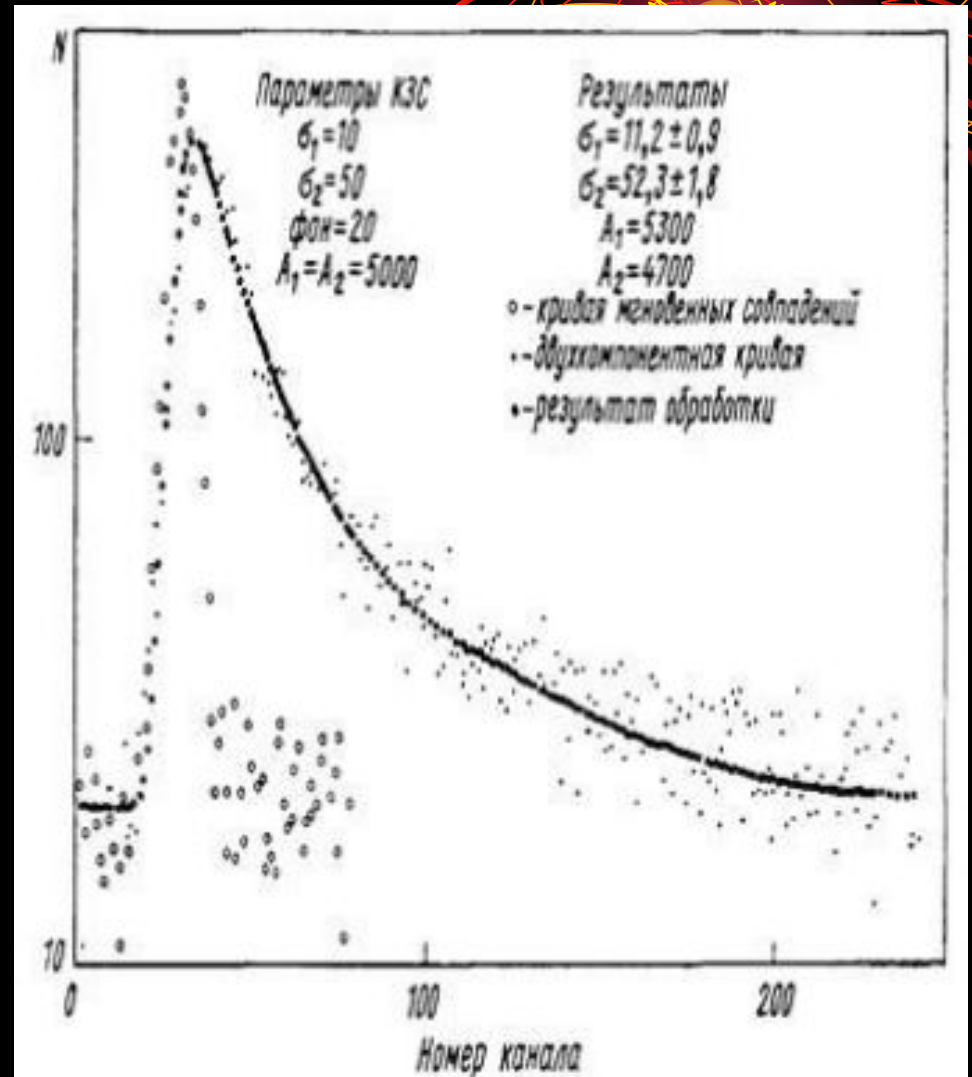


## Свертка с экспериментальной (КМС).

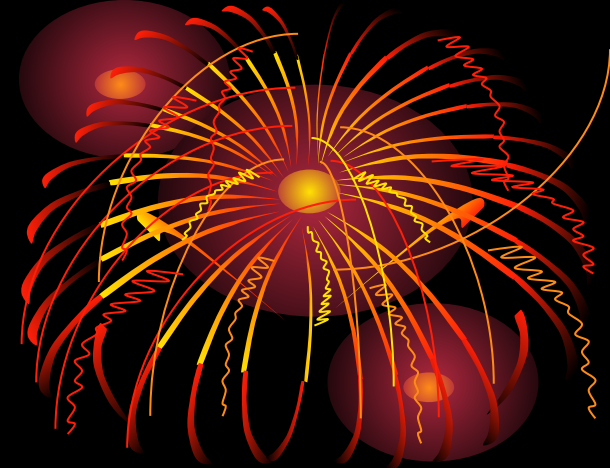
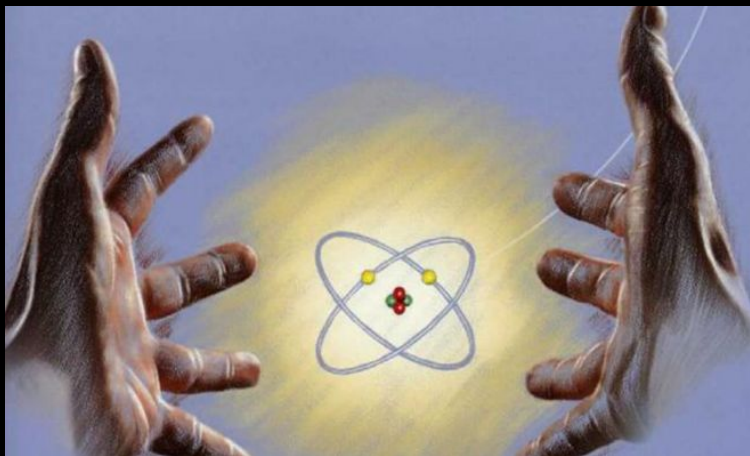


Двухкомпонентный спектр и результаты обработки по программе TAUFIT

## Свертка с гауссианом (КМС).



Двухкомпонентная КЗС и КМС результаты обработки по программе GEXFIT



# Методы и устройства регистрации ионизирующих излучений

Лекция 7 (часть II)

Метод задержанных совпадений.



Время жизни  $T_{\text{жизни}}$  возбужденного состояния ядра определяется многими физическими факторами, связанными со структурой ядра, а также его способами распада состояния.

**Основные из этих факторов:**

а) квантовые характеристики состояния;

б) физическая природа состояния (свойства истинной волновой функции;

в) возможные виды разрядки состояния

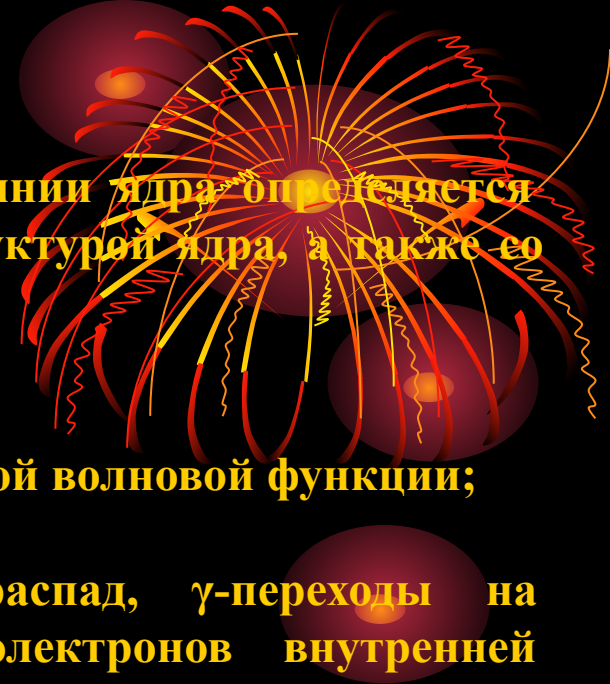
(испускание нуклонов или других частиц.  $\beta$ -распад,  $\gamma$ -переходы на нижележащие уровни, переходы с испусканием электронов внутренней конверсии, переходы с образованием электронно-позитронных пар, деление);

г) энергии возможных переходов;

д) квантовые характеристики конечных состояний (мультипольности переходов);

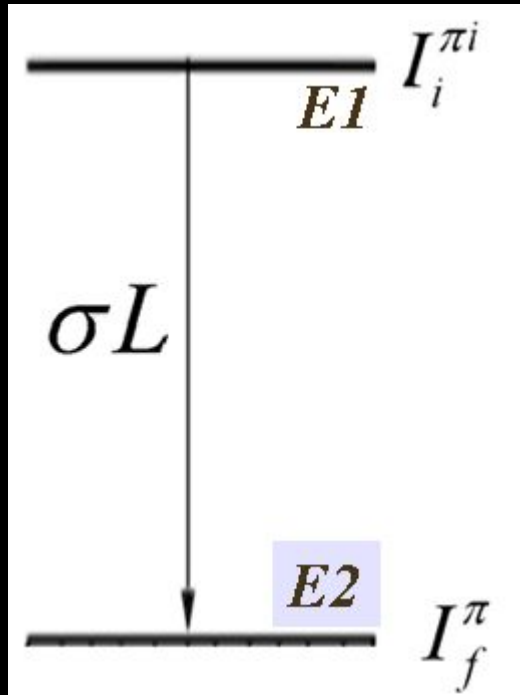
е) физическая природа конечных состояний.

При рассмотрении связанных состояний, в которых невозможно испускание нуклонов или нуклонных образований, разрядка состояний происходит лишь путем испускания  $\gamma$ -квантов, электронов внутренней конверсии или внутренней конверсии с образованием электрон-позитронных пар



# Правила отбора для электромагнитных переходов

Мультипольное излучение порядка  $L$  (обычно его обозначают как  $2L$  - польное,  $L = 1$  соответствует дипольному,  $L = 2$  — квадрупольному,  $L = 3$  - октупольному излучению и т.д.; излучения с  $L = 0$  не существует из-за поперечности электромагнитных волн уносит момент количества движения  $Lh$ .



Правила отбора при  $\gamma$ -излучении связаны с выполнением законов сохранения момента количества движения  $L$  и четности  $\pi$ . Величина  $L$  при переходе ядра из состояния с моментом количества движения (спином)  $I_i$ , в состояние со спином  $I_f$  подчиняются правилам отбора:

Спины  $I$  и четности  $\pi$  в начальном и конечном состояниях подчиняются правилам отбора, вытекающим из законов сохранения момента количества движения и четности. Сохранение момента количества движения  $L$  приводит к следующим правилам отбора по спинам:

$$|I_i - I_f| < L < |I_i + I_f| \quad (1)$$

Сохранение момента количества движения  $L$  приводит к следующим правилам отбора по спинам:

$$|I_i - I_f| < L < |I_i + I_f| \quad (1)$$

Сохранение четности требует

для электрических переходов

$$\pi_\gamma = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i \pi_f = (-1)^L \quad (2)$$

и для магнитных

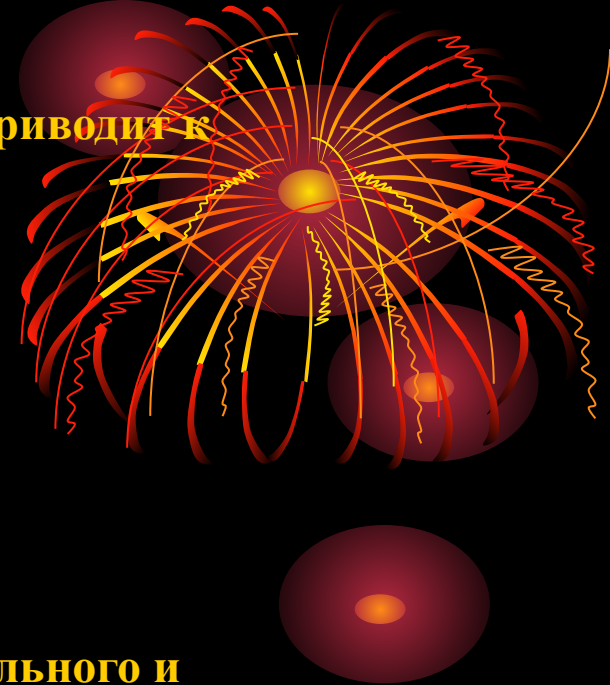
$$\pi_\gamma = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \quad (3)$$

Здесь  $\pi_i$  и  $\pi_f$  соответственно четности начального и конечного состояний ядра.

Если  $\Delta\pi_{\text{ядра}} = +1$ , то начальное и конечное состояния ядра имеют одну и ту же четность (переход без изменения четности),  $\Delta\pi_{\text{ядра}} = -1$  соответствует изменению четности.

В ряде случаев радиационный переход между состояниями с моментами  $I_i$ , и  $I_f$  не соответствует чистому мультипольному излучению порядка  $L = |I_i - I_f|$ , а имеет место суперпозиция излучений двух мультипольностей:

наименьшей  $L = |I_i - I_f|$  и следующего порядка  $L = |I_i - I_f| + 1$ .



## Парциальные периоды полураспада

В соответствии с правилами отбора эти излучения должны относиться к разным типам. В зависимости от изменения четности при переходе возможна смесь излучений либо  $ML + E(L + 1)$ , либо  $EL + M(L + 1)$ .

При рассмотрении связанных состояний, в которых невозможно испускание нуклонов или нуклонных образований, разрядка состояний происходит лишь путем испускания  $\gamma$ -квантов, электронов внутренней конверсии или внутренней конверсии с образованием электрон-позитронных пар.

Полная вероятность  $\omega$  всех переходов, с данного уровня на нижележащие, определяющая наблюдаемое время его жизни  $\tau$  равна :

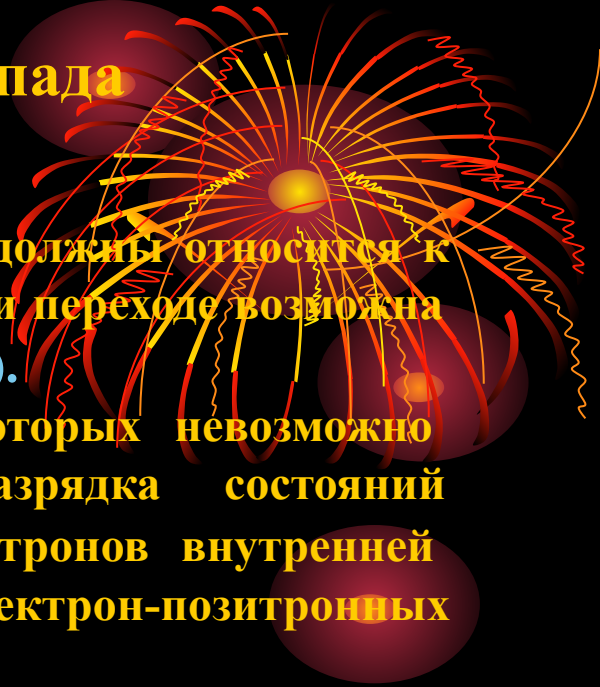
$$\tau^{-1}_{\text{эксн}} \equiv \omega = \sum_i (\omega_{i\gamma} + \omega_{ie} + \omega_{ipair}) \quad , (4)$$

Где

$\omega_{i\gamma}$  - вероятности  $i$ -го процесса для  $\gamma$ -перехода  $\omega_{i\gamma}$

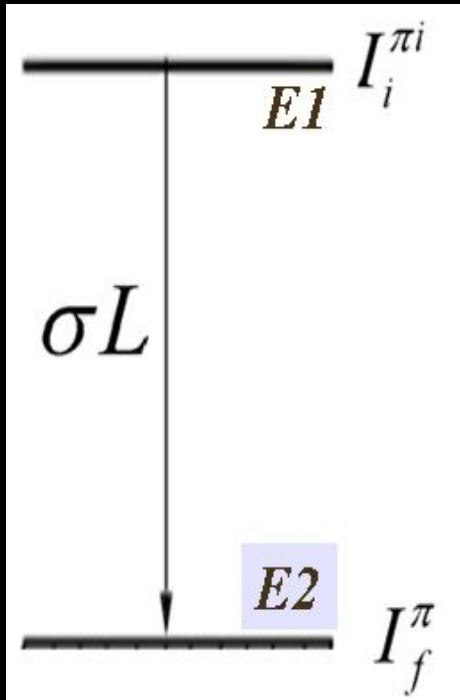
$\omega_{ie}$  - перехода с испусканием электронов внутренней конверсии со всех оболочек атома, для которых энергия связи электрона меньше энергии  $\gamma$ -перехода

$\omega_{ipair}$  - перехода с образованием  $e^+e^-$ -пары



## “Чистый” $\gamma$ -переход

Для “чистого”  $\sigma L = EL$  или  $\sigma L = M(L+1)$   $\gamma$ -перехода значение парциального периода полураспада -  $\tau_\gamma$ , относительно  $\gamma$ -излучения, значения вероятности справедливо:



$$\tau_{\text{эксп}}^{-1} = \omega = (\omega_\gamma + \omega_e) = \omega_\gamma (1 + \omega_e/\omega_\gamma)$$

$\omega_e/\omega_\gamma = \alpha$  – коэффициент внутренней конверсии ,

$$\tau_{\text{эксп}}^{-1} = \omega_\gamma (1 + \alpha(\sigma L)) \quad (5)$$

$\sigma L - EL$  или  $M(L+1)$

Из (5) для парциального периода распада-  $\tau_\gamma$  получаем :

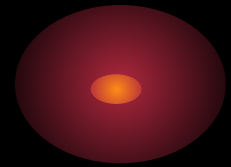
$$\tau_\gamma(\sigma L) = \tau_{\text{эксп}} (1 + \alpha(\sigma L)) \quad (6)$$



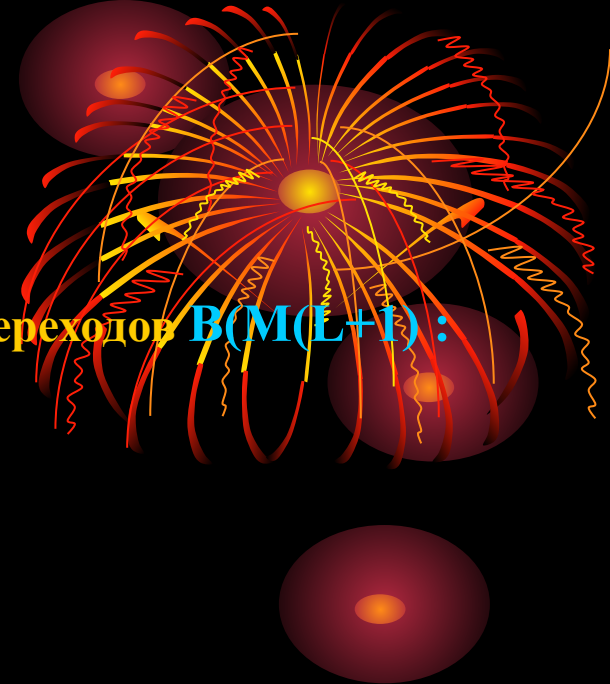
# Парциальные вероятности разрядки возбуждённых состояний атомных ядер.

Парциальные вероятности  $B(\sigma L) \equiv 1/\tau_{\gamma}(\sigma L)$

Парциальные вероятности для электрических **EL** переходов  $B(EL)$  :

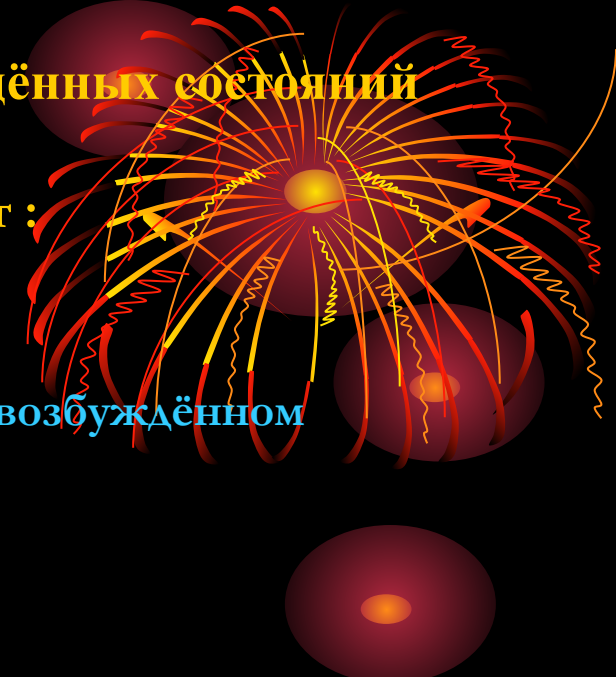


Парциальные вероятности для электрических  $M(L+1)$  переходов  $B(M(L+1))$ :

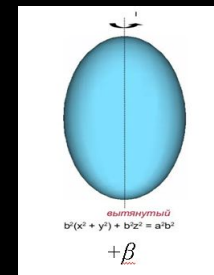
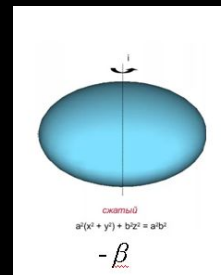


# Парциальные вероятности разрядки возбуждённых состояний атомных ядер

$B(EL)$  и  $B(M(L+1))$  позволяют :



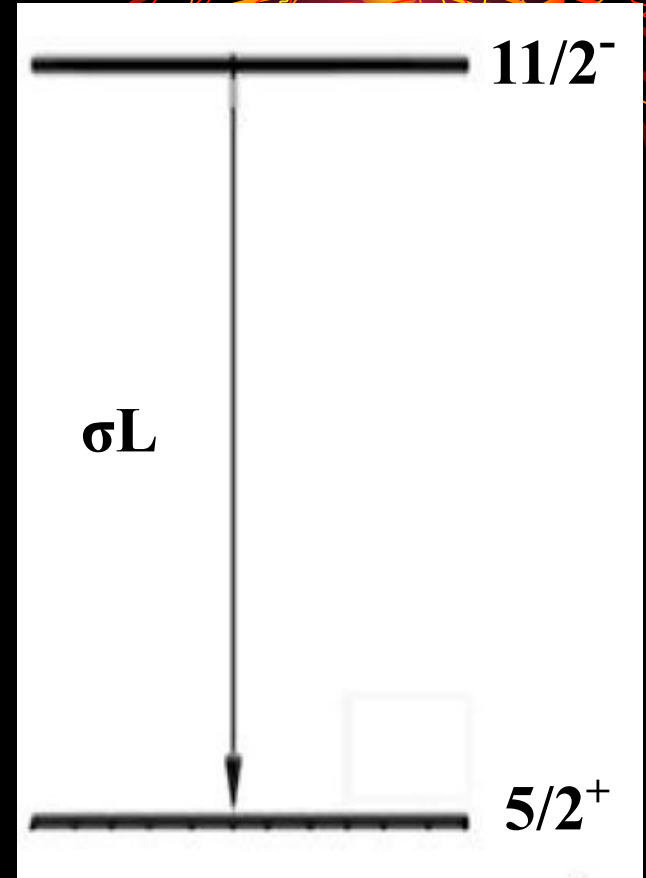
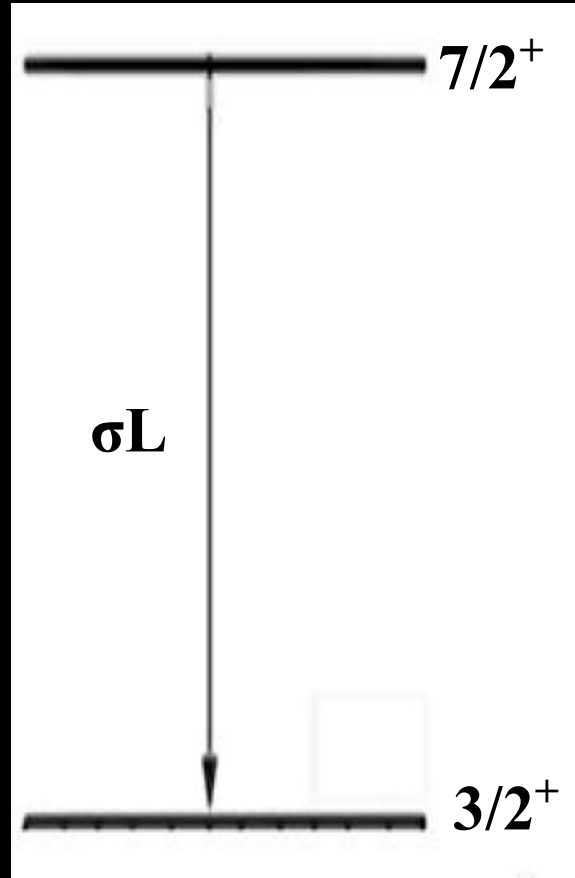
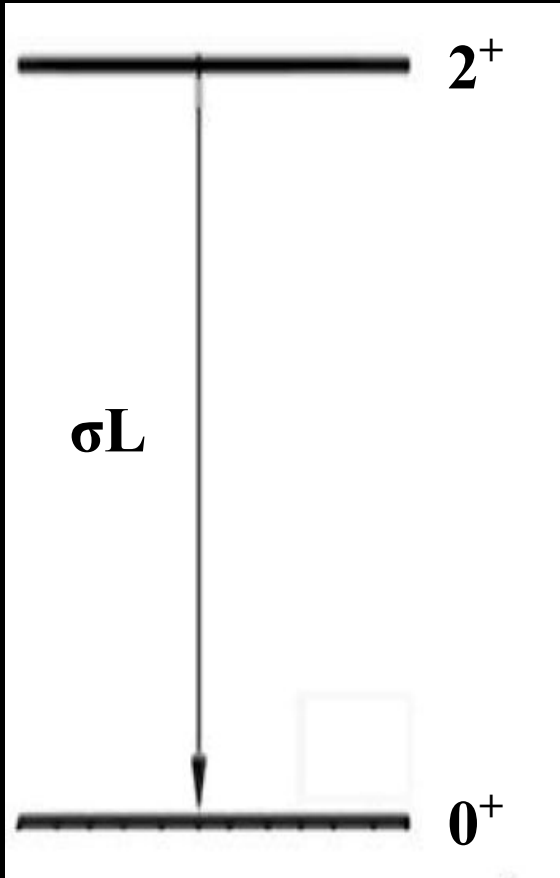
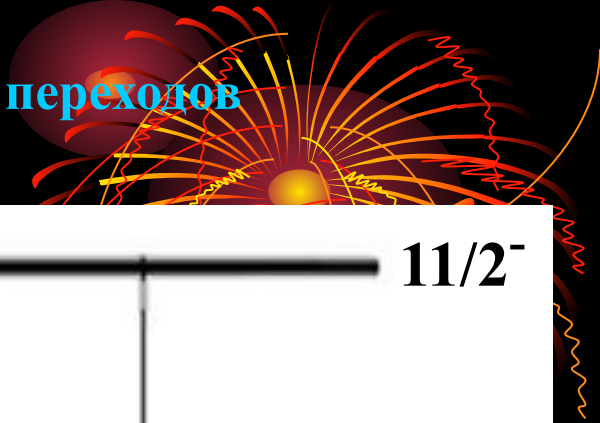
- факторы запрета  $F = B(\sigma L)_{\text{эксп}} / B(\sigma L)_{\text{теор}}$
- квадрупольный момент  $Q$  ядра в соответственном возбуждённом состоянии (ротационная полоса  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 6^+ \dots$ )
- параметр деформации ядра  $\beta$  в соответственном возбуждённом состоянии



- магнитны момент  $\mu$  в соответственном возбуждённом состоянии

# Мультипольность электромагнитных переходов

## задание



**Чётность :  $+ \pi = 1; - \pi = -1$ »**

Сохранение момента количества движения  $L$  приводит к следующим правилам отбора по  
спинам:  $|i_i - i_f| < L$

Сохранение четности требует для электрических переходов  $\pi\gamma = \pi_i \pi_f = (-1)^L$   
и для магнитных  $\pi\gamma = \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1}$

